

# **Ein photorefraktiver Neuigkeitsfilter in der Sichtprüfung technischer Objekte**

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Universität Darmstadt  
zur Erlangung des Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

**DISSERTATION**

von

**Dipl.-Ing. Chialou Karaboué**

aus Côte d'Ivoire

Referent:	Prof. Dr. T. Tschudi
Korreferent:	Prof. Dr. W. Seelig
Tag der Einreichung:	20. Mai 2003
Tag der Prüfung:	14. Juli 2003

Darmstadt 2003

D17

*Nous aurons le destin que nous aurons mérité!*

Albert Einstein

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Der photorefraktive Effekt . . . . .	9
2.2	Die Ladungstransportprozesse . . . . .	11
2.3	Raumladungsfeld und Brechungsindexmodulation . . . . .	13
2.3.1	Der Brechungsindex . . . . .	14
2.3.2	Der Elektrooptische Koeffizient . . . . .	15
2.4	Zweistrahlkopplung und Energietransfer . . . . .	17
2.5	Beugungseffizienz . . . . .	19
2.6	Die photorefraktiven Materialien . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Der Photorefraktive Neuigkeitsfilter</b>	<b>23</b>
3.1	Funktionsprinzip eines Neuigkeitsfilters . . . . .	23
3.2	Photorefraktive Neuigkeitsfilter durch Zweistrahlkopplung . . . . .	24
3.2.1	Das Prinzip . . . . .	24
3.2.2	Das Interferenzmodell . . . . .	26
3.2.3	Mathematische Beschreibung . . . . .	27
3.2.4	Weitere Neuigkeitsfilter . . . . .	29
3.3	Das Speichermaterial: BaTiO <sub>3</sub> . . . . .	33

3.3.1	Zeitverhalten und Zeitkonstante . . . . .	33
3.3.2	Amplituden- und Phasenkontrast . . . . .	37
3.3.3	Neuigkeitsfilter und destruktive Interferenz . . . . .	44
3.4	Ein photorefraktiver Neuigkeitsfilter in der Sichtprüfung technischer Objekte	47
3.4.1	Neuigkeitsfilterung und Objektvergleich . . . . .	47
3.4.2	Neuigkeitsfilterung und Bewegungsdetektion . . . . .	49
3.4.3	Eine weitere Anwendung: Bewegungsdetektierendes Mikroskop . . .	50
<b>4</b>	<b>Objektpositionierung durch optische Korrelation</b>	<b>53</b>
4.1	Grundlagen . . . . .	53
4.1.1	Fouriertransformation . . . . .	54
4.1.2	Optische Korrelation . . . . .	56
4.1.3	VanderLugt Korrelator . . . . .	57
4.1.4	Photorefraktiver Korrelator . . . . .	58
4.2	Numerische Berechnungen . . . . .	60
4.3	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	64
4.3.1	Realisierung des Korrelators . . . . .	64
4.3.2	Integration in das System zum Objektvergleich . . . . .	65
4.3.3	Messergebnisse . . . . .	68
4.3.4	Photorefraktiver Korrelator und Mustererkennung . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Objektdatenbank für ein optisches Sichtprüfungssystem</b>	<b>77</b>
5.1	Die Winkelkodierung . . . . .	78
5.1.1	Allgemeines . . . . .	78
5.1.2	Theorie . . . . .	80
5.2	Das Speichermaterial . . . . .	82
5.2.1	Absorption . . . . .	83

---

5.2.2	Empfindlichkeit und M-Nummer . . . . .	84
5.2.3	Beugungswirkungsgrad . . . . .	85
5.3	Optimierung: Aufnahmetechnik und Belichtungszeitplan . . . . .	90
5.3.1	Die sequentielle Aufnahmetechnik . . . . .	90
5.3.2	Belichtungszeitplan . . . . .	91
5.4	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	93
5.5	Cross-Talk . . . . .	95
<b>6</b>	<b>Das optische Sichtprüfungssystem</b>	<b>99</b>
6.1	Volumenholographische Speicherung des Referenzobjektes . . . . .	99
6.2	Aufbau des Systems . . . . .	101
6.3	Die Komponenten . . . . .	103
6.3.1	Die Speichermaterialien . . . . .	103
6.3.2	Der Phasenmodulator . . . . .	105
6.3.3	Elektronische und mechanische Komponente . . . . .	107
6.3.4	Die Ansteuerungssoftware . . . . .	109
6.4	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	109
6.4.1	Bewegungsdetektion . . . . .	110
6.4.2	Objektvergleich . . . . .	113
6.4.3	Optimierungen . . . . .	113
6.4.4	Diskussion . . . . .	116
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>119</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>135</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>137</b>



# Kapitel 1

## Einleitung und Motivation

Für die Qualitätskontrolle oder Materialprüfung in der industriellen Produktion ist die Form-, Vollständigkeits- und Oberflächenprüfung von Objekten von entscheidender Bedeutung. In der Produktions-, der Verfahrens- oder der Drucktechnik werden in vielen Prozeßschritten Werkstücke von Menschen manuell geprüft und sortiert. Viele automatische Prüfsysteme haben den Nachteil, wenig flexibel zu sein, da jede Änderung an das zu prüfende Objekt einen neuen Aufwand (Montage und Justierung) erfordert. Ein exaktes und robustes Sichtprüfungssystem sollte deshalb neben der vollständigen Prüfung räumlicher Objekte, die Anforderungen einer flexiblen Anpassung an unterschiedliche Objekte und neue Fehler sowie kurzer Prüfzeiten erfüllen.

Bei vielen konventionellen Ansätzen zur automatischen Sichtprüfung mit optischen Methoden, wird die Form oder Oberflächenstruktur eines Objekts mit gegebenen Daten (z.B. CAD-Daten) verglichen. Klassische Streulichtmessungen nutzen die Intensitäts-, jedoch nicht die Phaseninformation des Streulichtes zur Oberflächen- und Defektdetektion [1, 2]. Im Streifen-Projektionsverfahren wird zur Überprüfung der Formtreue und Fehlerfreiheit von Objekten zuerst ein computergeneriertes Muster mittels einer LCD-Matrix so projiziert, dass der Lichtschnitt mit der Referenzobjektform ein unverzerrtes Streifenmuster ergibt. Zur Prüfung eines Objektes wird ein beobachtetes Streifenmuster (Lichtschnitt mit der Objektform) mit dem unverzerrten Muster verglichen. Jede fehlerhafte Region bewirkt Verzerrungen, relativ zum bekannten Muster und kann mit Korrelationstechniken detektiert werden [3]. Die Triangulation eignet sich vorwiegend für diffus reflektierende Oberflächen, wie gefräste Werkstücke oder Kunststoffe. Hierbei nimmt die Meßunsicher-

heit jedoch mit zunehmendem Arbeitsabstand zu. In vielen Methoden wird das Prüfobjekt punktweise erfasst. Zur Prüfung ist hierbei eine Vorauswahl von Merkmalen des Objektes nötig, was eine Einschränkung der Adaptivität dieser Verfahren darstellt.

Im Gegensatz zu den oben genannten Verfahren, beruht das in dieser Arbeit neu entwickelte Meßverfahren auf den direkten Vergleich eines Prüflings mit einem Referenzobjekt durch eine parallele optische Bildsubtraktion mittels eines photorefraktiven Kristalls. Die tatsächlichen Abweichungen zwischen dem Referenzobjekt und dem jeweiligen Prüfobjekt werden detektiert und als Helligkeit am Ausgang des Systems angezeigt. Das System führt hierbei keine Vermessung des Objektes durch. Die Antwort erfolgt ohne zeitliche Verzögerung und kein weiteres sequentielles Auswerten ist nötig. Ein Entwicklungsprozess ist bei diesem dynamisch-holographischen Verfahren nicht erforderlich. Verschiedene Objekte, wie Schrauben oder feinmechanische Objekte, lithographische Masken, aber auch Transmissionsobjekte jeglicher Art, stellen typische Messgegenstände dar.

#### • Ziel der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Realisierung eines optischen Prozessors zum Objektvergleich durch Neuigkeitsfilterung mit einem photorefraktiven BaTiO<sub>3</sub>-Kristall. Das hier entwickelte Verfahren basiert auf der Subtraktion von Bildern, die zeitlich aufeinanderfolgend dem Kristall präsentiert werden. Das erste Bild wird als Volumenhologramm durch Überlagerung mit einem kohärenten Strahl im diffusionsbestimmten photorefraktiven Material gespeichert. Durch Energietransfer zwischen den Strahlen (Zweiwellenmischen) wird das Bild am selbst geschriebenen Hologramm abgelenkt und verschwindet am Ausgang vollständig. Nun wird unter der gleichen Geometrie ein zweites Bild in den Kristall eingestrahlt. Bildanteile, die sich vom ersten Bild unterscheiden, durchlaufen das eingeschriebene Hologramm und erscheinen entsprechend sofort am Ausgang. Bildanteile, die dem ersten Bild entsprechen, werden abgelenkt. Diese Bereiche bleiben am Ausgang des Neuigkeitsfilters dunkel. Das Differenzbild zwischen dem Eingangsbild und dem zuvor als Hologramm gespeicherten Bild erscheint am Ausgang und klingt dann exponentiell mit der Zeitkonstante des Materials ab. Die Abweichung zwischen zwei Bildern entspricht einer zeitlichen Änderung des Eingangsbildes. Hat sich das System an das neue Eingangsbild angepasst, wird der Ausgang des Neuigkeitsfilters wieder dunkel und die Prüfung eines weiteren Objekts ist möglich. Damit kann eine schnelle, berührungslose Prüfung, unabhängig von der Form des Fehlers zwischen zwei Objekten, durchgeführt werden. Das hier realisierte System nimmt keine ab-



---

solute Vermessung eines Objekts vor, stellt aber eine schnelle und effektive Methode zum Vergleich zweier Objekte dar.

Der Einsatz eines photorefraktiven Neuigkeitsfilters in der automatischen Sichtprüfung wurde von Sedlatschek et al. vorgestellt [4]. Jedoch werden beim Vergleich zweier Objekte in diesem System Fehlpositionierungen auf ähnliche Weise detektiert, wie Abweichungen zwischen den Objekten. Eine robuste und exakte Positionierung von Prüfobjekten ist eine wesentliche Voraussetzung für den Einsatz des Systems. Dieses Problem kann durch die Einbindung eines optischen Korrelators umgangen werden und ermöglicht dadurch die Integration einer automatischen Positioniereinheit. Die in dieser Arbeit verwendete VanderLugt-Konfiguration basiert auf dem Korrelationstheorem. Ihre Realisierung verwendet einen photorefraktiven  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall als volumenholographisches Speichermedium [5]. Dieser Kristall ist das meist verwendete Medium für die volumenholographische Datenspeicherung [6, 7, 8]. Bei dieser Form der Speicherung ermöglicht die Bragg-Bedingung die Überlagerung mehrerer Hologramme an einem Ort, wobei verschiedene Adressierungsmethoden möglich sind. Das in der vorliegenden Arbeit eingesetzte Verfahren der Winkelkodierung, ermöglicht die sukzessive Aufnahme von Hologrammen, so dass zwei Hologramme nicht gleichzeitig ausgelesen werden. Ein Übersprechen der gespeicherten Hologramme findet nicht statt, wenn ein genügend großer Winkelabstand zwischen den Referenzstrahlen zur Speicherung einzelner Hologramme gewährleistet ist [9, 10]. Damit ergibt sich bei Verwendung dieses Verfahrens der Vorteil, dass das photorefraktive Medium nicht nur die Aufgabe einer Positioniereinheit erfüllt, sondern auch gleichzeitig die Implementierung einer volumenholographischen Objektdatenbank ermöglicht.

Obwohl die volumenholographische Datenspeicherung bei vielen Autoren untersucht wurde, wird in dieser Arbeit erstmals die Kombination einer volumenholographischen Objektdatenbank mit einem photorefraktiven Neuigkeitsfilter zur automatischen Sichtprüfung technischer Objekte vorgestellt und charakterisiert.

Die Einbindung einer volumenholographischen Objektdatenbank eröffnet die Möglichkeit, mehrere Referenzobjekte volumenholographisch zu speichern, selektiv auszulesen und anschließend einen Objektvergleich mit realen Prüflingen durchzuführen. Ein mechanischer Wechsel unterschiedlicher Referenzobjekte ist dabei nicht mehr notwendig. Das Medium besitzt eine hohe Speicherkapazität und ermöglicht das Erstellen einer kompletten Produktdatenbank.

- **Aufbau der Arbeit**

Gegenstand des zweiten Kapitels ist die Darstellung der für die weiteren Abschnitte notwendigen theoretischen Grundlagen. Der photorefraktive Effekt, die Ladungstransportprozesse, das Raumladungsfeld und die durch Variation des Raumladungsfeldes im photorefraktiven Material induzierte Brechungsindexmodulation sind die Kernpunkte dieses Kapitels. Ein Abschnitt in diesem Kapitel behandelt speziell die Zweistrahlkopplung in einem photorefraktiven  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall, dessen Ladungstransportprozess hauptsächlich durch Diffusion bestimmt ist. Im folgenden Kapitel 3 wird das Funktionsprinzip und die Realisierung eines optischen Prozessors zum Objektvergleich durch optische Bildsubtraktion vorgestellt. Messreihen zu Zeitkonstanten der photorefraktiven Materialien, sowie zur Fähigkeit des Neuigkeitsfilters Amplituden- und Phasenänderungen zu detektieren, ermöglichen eine Charakterisierung und geeignete Wahl des photorefraktiven Mediums, der Hauptkomponente des realisierten Sichtprüfungssystems.

Anhand experimenteller Messergebnisse wird im Kapitel 4 die Realisierung eines optischen Korrelators, basierend auf der VanderLugt-Konfiguration vorgestellt. Dieser Korrelator wird als eine automatische Positioniereinheit verwendet und stellt gleichzeitig die erste Stufe für einen Objektvergleich zwischen einem Referenzobjekt und einem Prüfling dar.

Für die Realisierung einer volumenholographischen Objektdatenbank ist das Speichermedium, der  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall, das wichtigste Element im System. Es bestimmt die Speicherkapazität der Objektdatenbank mit sowie die Verlässlichkeit der Prüfung von realen Prüflingen mit volumenholographisch gespeicherten Referenzobjekten. Messergebnisse der Untersuchungen zur Bestimmung der Anforderungen für den  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall werden deshalb in Kapitel 5 vorgestellt. Außerdem wird die sequentielle Aufnahmetechnik der Hologramme, das Übersprechen (Cross-Talk) zwischen Hologrammen, das bei der Speicherung mehrerer Hologramme in einem Speichermedium auftreten kann, diskutiert.

Im Kapitel 6 wird das vollständig realisierte System vorgestellt. Hierbei wird eine Beschreibung aller Schlüsselkomponenten vorgenommen. Die entwickelte Ansteuerungssoftware ermöglicht eine vollautomatische Steuerung des Systems. Experimentelle Ergebnisse zum Objektvergleich mit volumenholographisch gespeicherten Referenzobjekten und zur Bewegungsdetektion schließen dieses Kapitel ab.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

*Der photorefraktive Effekt ist eine Änderung des optischen Brechungsindex eines Materials durch eine räumliche Variation einer Lichtintensität. Dabei spielen für diesen Effekt viele Ladungstransportprozesse eine wichtige Rolle. Der photorefraktive Effekt wurde eingehend von vielen Autoren untersucht und dargelegt, so dass eine ausführliche Beschreibung im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen wird. In diesem Kapitel wird nach einer kurzen Darstellung des Phänomens speziell auf die Strahlkopplung in einem photorefraktiven BaTiO<sub>3</sub>-Kristall eingegangen.*

### 2.1 Der photorefraktive Effekt

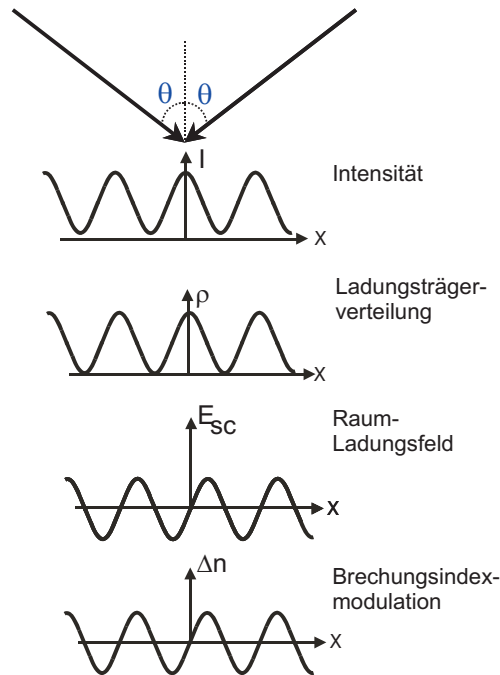
Die nichtlineare Antwort eines Mediums auf eine Lichtintensität wird durch eine Reihenentwicklung der induzierten Polarisation nach Potenzen des einfallenden E-Feldes gegeben [11]:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E} \mathbf{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} + \dots \quad (2.1)$$

$\epsilon_0$  ist hierbei die dielektrische Konstante,  $\chi^{(i)}$  sind Tensoren, die Suszeptibilitäten  $i$ -ter Ordnung. Während der erste Term in Gleichung 2.1 die lineare Optik (Brechung, Absorption, usw...) beschreibt, stellt der photorefraktive Effekt einen klassischen  $\chi^{(2)}$ -Effekt dar, weil ihm der lineare elektrooptische Effekt, der proportional zum Quadrat des elektrischen Feldes ist, zugrunde liegt. Terme dritter Ordnung beschreiben Phänomene hoher Lichtintensität, wie die Frequenzverdreifung, die optische Phasenkonjugation, die Raman- und Brillouinstreuung.

Der photorefraktive Effekt ist ein Prozeß, der schon bei geringeren Lichtintensitäten (einige  $\text{mW}/\text{cm}^2$ ) auftritt. Der Effekt wurde zunächst als *optical damage* in optisch nicht linearen Kristallen wie  $\text{LiNbO}_3$  und  $\text{LiTaO}_3$  bei A. Ashkin et al. [12] bezeichnet. Die inhomogene Modulation des Brechungsindex durch Lasereinstrahlung führte hierbei zur Zerstörung der Phasenfront des transmittierten Strahls. Später stellte sich heraus, dass dieser Effekt sich zur holographischen Speicherung eignet [6]. Desweiteren wurden Anwendungen wie optische Bildverstärkung [13, 14, 15], holographische Korrelatoren [16, 17], optische Phasenkonjugation [18, 19], Strukturbildung [20, 21, 22], photorefraktive Solitonen [23, 24, 25] und Neuigkeitsfilterung durch Zweistrahlkopplung in einem photorefraktiven Kristall realisiert [26, 27, 28]. Die Anwendungen des photorefraktiven Effekts spielen auch eine wichtige Rolle in der rein optischen Datenverarbeitung und bei optisch neuronalen Netzwerken [29, 30].

Das Prinzip des photorefraktiven Neuigkeitsfilters ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Durch die Interferenz zweier Strahlen in einem photorefraktiven Medium entsteht ein Interferenz- oder Intensitätsgitter  $I(\vec{r})$ . Durch die Migration der freigesetzten Ladungsträger (Elektro-



**Abbildung 2.1:** Prinzip des photorefraktiven Effekts. Die Interferenz zweier Strahlen induziert eine Brechungsindexmodulation im photorefraktiven Material. Interferenz- und Brechungsindexgitter sind phasenverschoben.

nen oder Löcher) von Stellen höher Intensität zu Stellen niedriger Intensität, wo sie rekombinieren, entsteht eine Ladungsdichteverteilung  $\rho(\vec{r})$ , die ein Raumladungsfeld  $E^{sc}(\vec{r})$  mit der gleichen räumlichen Modulation und einer Phasenverschiebung gegenüber dem Lichtintensitätsgitter hervorruft. Das Raumladungsfeld induziert durch den elektrooptischen Effekt (oder Pockels-Effekt) eine Brechungsindexmodulation  $\Delta n(\vec{r})$  im photorefraktiven Medium.

## 2.2 Die Ladungstransportprozesse

Das Bandtransport-Modell von Kukhtarev et al. [31], beschreibt die Ladungstransportprozesse in photorefraktiven Materialien (Abbildung 2.2). Dabei wird angenommen, dass

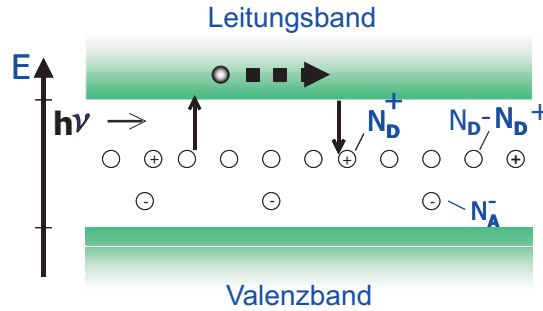


Abbildung 2.2: Bandtransport-Modell für den photorefraktiven Effekt

das Material Verunreinigungen mit der Dichte  $N_A$  enthält, die Akzeptoren für die freien Ladungsträger darstellen.  $N_D$  ist die Dichte der Donatoren und  $N_D^i$  die der ionisierten Donatoren, wobei  $N_A \ll N_D^i$ . Die Ratengleichung für  $N_D^i$  ist gegeben durch:

$$\frac{\partial N_D^i}{\partial t} = sI(N_D - N_D^i) - \gamma_R N N_D^i \quad (2.2)$$

Diese Gleichung beschreibt die zeitliche Variation der Dichte der ionisierten Donatoren. Dabei definiert man  $(sI + \beta) \cdot (N_D - N_D^i)$ , die Ionisierungsrate der Donatoren und  $\gamma_R$  die Proportionalitätskonstante für die Rekombination von Ladungsträgern mit ionisierten Donatoren.  $N$  ist die Ladungsträgerdichte,  $s$  der Wirkungsquerschnitt der Photoionisation,  $I$  die Lichtintensität,  $\beta$  die Rate der thermischen Anregung. Für eine weitere Betrachtung in Gleichung 2.2 wird die thermische Anregung von Ladungsträgern gegenüber der Photoanregung vernachlässigt (d.h.  $\beta \ll sI$ ). Für jede ionisierte Verunreinigung entsteht

ein freier Ladungsträger. Damit ist die Entstehungsrate der beweglichen Ladungsträger gleich der der ionisierten Verunreinigungen, die im Gegensatz zu den freien Elektronen stationär sind. Dadurch wird die Dichte der Ladungsträger beeinflusst. Daraus folgt die Kontinuitätsgleichung, die die zeitliche Änderung der Ladungsträgerdichte beschreibt:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial N_D^i}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{j} \quad (2.3)$$

$q$  ist die Elektronenladung ( $q = 1,602 \times 10^{-19} \text{C}$ ).  $\vec{j}$  ist die Stromdichte, die sich aus verschiedenen Anteilen zusammensetzt: dem Drift von Ladungsträgern aufgrund des elektrischen Feldes, dem Gradienten  $\nabla N$  der Dichte der angeregten Ladungsträger und dem photovoltaischen Effekt, die im Folgenden erläutert werden:

- **Diffusion**

Sie entsteht aus dem Überschuß von Ladungsträgern in Bereichen hoher Intensität, die anschließend in Richtung Bereichen niedriger Intensität diffundieren.

- **Drift**

Der Drift der Ladungsträger entsteht entweder durch ein angelegtes oder ein inneres elektrisches Feld. Der dominierende Parameter ist dabei die Transportlänge, die angibt, wie weit sich die Ladungsträger bewegen können, bevor sie rekombinieren. Sie hängt von der Stärke des elektrischen Feldes, der Beweglichkeit und der Lebensdauer der freien Ladungsträger ab.

- **photovoltaischer Effekt**

Dieser entsteht in anisotropen Kristallen. Aufgrund der Asymmetrie der Kristalle entsteht ein gerichteter Strom der angeregten Ladungsträger, die sich bevorzugt in Richtung der Kristall-Achse bewegen. Durch den entstehenden Strom wird ein elektrisches Feld aufgebaut. Die skalare Form der Stromdichte ist gegeben durch [32]:

$$j_{ph} = \chi_p \alpha I \quad (2.4)$$

Hierbei ist  $\chi_p$  die photovoltaische Konstante, eine Materialkonstante,  $\alpha$  der Absorptionskoeffizient und  $I$  die eingestrahelte Intensität.

Die Stromdichte  $\vec{j}$  kann somit wie folgt geschrieben werden:

$$\vec{j} = qN\mu\mathbf{E} + k_B T \mu \nabla N - \chi_p \alpha I \cdot \vec{e} \quad (2.5)$$

Die drei Terme stellen den Drift, die Diffusion und den photovoltaischen Anteil dar.  $\vec{e}$  ist ein Einheitsvektor,  $\mu$  die Beweglichkeit der Ladungsträger,  $k_B$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die absolute Temperatur und  $\mathbf{E}$  das elektrische Feld. Die Poisson-Gleichung liefert den Zusammenhang zwischen dem elektrischen Feld und der Ladungsträgerdichte.

$$\nabla \cdot \epsilon \mathbf{E} = \rho(\mathbf{r}) = q(N + N_A - N_D^i) \quad (2.6)$$

$\epsilon$  ist der dielektrische Tensor des Materials,  $\rho(\mathbf{r})$  die Ladungsdichte,  $N_A$  die Dichte der Verunreinigungen (Akzeptoren), die notwendig ist, um die Ladungsneutralität

$$(N_A + N - N_D^i) = 0 \quad (2.7)$$

zu gewährleisten. Wie in Abbildung 2.2 zu entnehmen ist, gibt es auch Verunreinigungen, die als Donatoren fungieren. Die Gleichungen 2.2, 2.3, 2.5 und 2.6, sind die sogenannten Kukhtarev-Gleichungen [31].

## 2.3 Raumladungsfeld und Brechungsindexmodulation

Bei der Interferenz zweier Strahlen  $\mathbf{E}_1$  und  $\mathbf{E}_2$  in einem photorefraktiven Medium kann das elektrische Feld wie folgt geschrieben werden

$$\mathbf{E}(r, t) = \mathbf{A}_1(r, t) \cdot \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}) + \mathbf{A}_2(r, t) \cdot \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}) \quad (2.8)$$

$\mathbf{k}_1$  und  $\mathbf{k}_2$  sind die Wellenvektoren der beiden einfallenden Strahlen und  $\omega$  die Schwingungsfrequenz der Lichtquelle. Für zwei Strahlen gleicher Polarisierung bildet sich eine resultierende Intensität in der Form

$$I(\mathbf{r}) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.9)$$

wobei  $I_1 = |\mathbf{A}_1|^2$  und  $I_2 = |\mathbf{A}_2|^2$  ist.  $\mathbf{K}$  stellt den Gittervektor des Interferenzgitters dar, mit  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ .  $K = 2\pi/\Lambda_G$  wobei  $\Lambda_G$  die Gitterperiode des Interferenzgitters ist.

Für kohärente Strahlen  $\mathbf{E}_1$  und  $\mathbf{E}_2$ , die kodirektional in ein Medium einfallen, kann die Intensitätsmodulation  $I$  wie folgt geschrieben werden:

$$I(\mathbf{r}) = I_0(1 + m \cdot \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})), \quad (2.10)$$

$m$  ist die Modulationstiefe des Interferenzmusters und ist gegeben durch

$$m = \frac{A_1^* A_2 + A_2 A_1^*}{|A_1|^2 + |A_2|^2} = 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_0} \quad (2.11)$$

$I_0 = I_1 + I_2$ . Unter der Annahme einer kleinen Modulationstiefe ( $m \ll 1$ ) besteht eine Proportionalitätsbeziehung zwischen dem Raumladungsfeld  $E^{sc}$  und  $m$  [31]:

$$E^{sc} \propto m \cdot e^{i\phi} \quad (2.12)$$

$\phi$  ist die Phasenverschiebung zwischen Intensitäts- und Brechungsindexgitter, das im photorefraktiven Material durch den elektrooptischen Effekt induziert wird.

### 2.3.1 Der Brechungsindex

Bei der Wechselwirkung zwischen den Strahlen im photorefraktiven Material ist die Modulationstiefe nicht konstant. Sie ist eine Funktion der Propagationslänge  $z$ , da die Intensitäten sich aufgrund der Absorption ändern. Ein Intensitätsgitter erzeugt ein Brechungsindexgitter ( $\Delta n$ ). Führt man  $n_1$  als Proportionalitätsfaktor und wegen Gleichung 2.12,

$$\Delta n = n_1 \cdot m \cdot e^{i\phi} \quad (2.13)$$

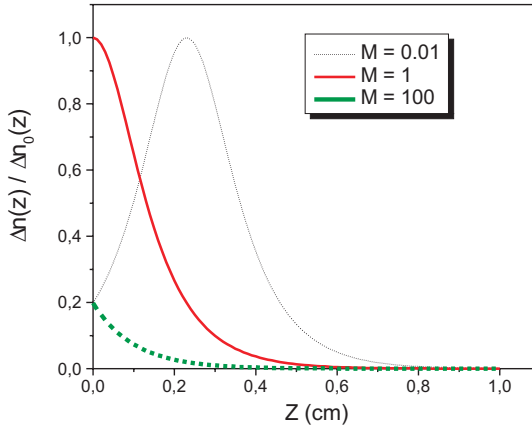
Setzt man die Gleichung 2.11 für die Modulationstiefe ein, folgt

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n \\ &= n_0 + \left[ \frac{n_1}{2} \exp(i\phi) \frac{A_1^* A_2}{I_0} \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) + c.c. \right] \end{aligned} \quad (2.14)$$

$n_0$  stellt den Brechungsindex im linearen Fall dar.  $n_1$  ist eine positiv reelle Zahl und enthält eine Materialeigenschaft.  $\phi$  ist die Phasenverschiebung zwischen Brechungsindex- und Intensitätsgitter. BaTiO<sub>3</sub> ist ein Kristall, bei dem Diffusion der dominierende Transportmechanismus ist. Bei diesem Kristall bleibt die Brechungsindexmodulation aufgrund des Energietransfers zwischen den beiden Strahlen nicht länger uniform. Bei der Kopplung von zwei Strahlen mit den Intensitäten  $I_1$  und  $I_2$  in einem diffusionsbestimmten Kristall ist die Brechungsindexmodulation gegeben durch [33]

$$\Delta n(z) = \Delta n_{(z=0)} \cdot \frac{2\sqrt{I_1(z) \cdot I_2(z)}}{I_1(z) + I_2(z)}$$





**Abbildung 2.3:** Nichtuniformität der Gittermodulation für verschiedene Strahlverhältnisse. Die maximalen Werte der Brechungsindexmodulation können mit  $M = 1$  oder  $M = 0.01$  bei einer bestimmten Propagationslänge  $z$  im Kristall erreicht werden.

woraus folgt:

$$\Delta n(z) = \frac{2\Delta n_{(z=0)}}{\sqrt{(1 + Me^{\Gamma z}) \cdot (1 + e^{-\Gamma z}/M)}} \quad (2.15)$$

$\Gamma$  ist die Kopplungskonstante,  $M$  das Intensitätsverhältnis zwischen den beiden Strahlen.  $z$  gibt die Propagationslänge im Kristall an.  $I_1$  ist der Signalstrahl, der verstärkt wird und  $I_2$  der abgeschwächte Pumpstrahl.  $M = I_1/I_2$ . Die Nichtuniformität des Gitters hängt von der Kopplungsstärke und dem Verhältnis der schreibenden Strahlen ab. In Abbildung 2.3 ist die Amplitude der Brechungsindexmodulation als Funktion von  $z$  für verschiedene Strahlverhältnisse dargestellt. Die Amplitude ist maximal, wenn die Strahlen im Verhältnis 1 zu 1 stehen. Dieser Maximalwert kann auch für ein Verhältnis von  $M = 0.01$  erreicht werden, nachdem die Strahlen in dem Kristall eine bestimmte Länge propagiert sind.

### 2.3.2 Der Elektrooptische Koeffizient

Unter der Annahme einer kleinen Modulationstiefe des Interferenzmusters ist das Raumladungsfeld  $E^{sc}$  proportional der Intensitätsmodulation. Die Beziehung zwischen dem Raumladungsfeld  $E^{sc}$  und der Brechungsindexmodulation  $\Delta n$  im photorefraktiven Material ist wie folgt definiert [34]:

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right) = \sum_k r_{ijk} E_k^{sc} \quad (2.16)$$

$r_{ijk}$  ist ein Tensor dritter Stufe mit 27 Elementen, den elektrooptischen Koeffizienten. Wegen  $i = j$  werden die 18 resultierenden Elemente in einer  $3 \times 6$ -Matrix dargestellt. Die

elektrooptischen Koeffizienten beschreiben, wie stark der Einfluß des elektrischen Feldes auf den Brechungsindex ist. Symmetrieeigenschaften des photorefraktiven Kristalls erfordern eine Verringerung der Anzahl der elektrooptischen Koeffizienten, so dass sie entweder 0 oder symmetrisch sind.

Wenn  $E^{sc}$  in Richtung der Intensitätsmodulation zeigt, in der xz-Ebene liegt und einen Winkel  $\theta$  zur  $\mathbf{c}$ -Achse des Kristalls hat,

$$\mathbf{E}^{sc} = \begin{pmatrix} \sin \theta \\ 0 \\ \cos \theta \end{pmatrix} \cdot E^{sc} \cdot \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.17)$$

$\mathbf{K}$  ist der Wellenvektor, parallel zum Raumladungsfeld. Die induzierte Brechungsindexmodulation kann wie folgt geschrieben werden:

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n^3\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = -\frac{1}{2}n^3 < \mathbf{p} | \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right) | \mathbf{p} > \quad (2.18)$$

Dabei ist  $\mathbf{p}$  der Polarisationsvektor.  $n$  stellt den Brechungsindex des Materials dar, bezogen auf die Polarisationsrichtung des Raumladungsfeldes. Führt man  $r_{eff}$  als effektiven elektrooptischen Koeffizienten (Pockels-Koeffizient) ein, erhält man mit dem Raumladungsfeld eine Beziehung zwischen  $r_{eff}$  und  $E^{sc}$  gegeben durch:

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n^3r_{eff}E^{sc} \quad (2.19)$$

$\Delta n$  ist die Brechungsindexmodulation des Materials. Für  $\text{BaTiO}_3$  bzw.  $\text{LiNbO}_3$  sind im Anhang dieser Arbeit die Werte für die elektrooptischen Koeffizienten  $r_{ij}$ , die dielektrischen Konstanten  $\epsilon_{ij}$  sowie Angaben zur Kristallstruktur aufgelistet.

Der größte elektrooptische Koeffizient für  $\text{BaTiO}_3$  ist  $r_{42}$ . Experimentell werden für einen effizienten Energietransfer, außerordentliche Strahlen verwendet. Der Kristall wird für große Winkel zwischen dem Gittervektor  $\mathbf{K}$  und der  $\mathbf{c}$ -Achse des Kristalls eingestellt.

Der photorefraktive Effekt ist exponentieller Natur. Der Anstieg des Raumladungsfeldes zeigt ein exponentielles zeitliches Verhalten und ist gegeben durch

$$E^{sc}(t) = E_0^{sc} \cdot [1 - e^{-t/\tau_s}], \quad (2.20)$$

während die Auslöschung des Gitters durch eine einfache exponentielle Funktion unabhängig vom Transportmechanismus beschrieben werden kann:

$$E^{sc}(t) = E_0^{sc} \cdot e^{-t/\tau_i} \quad (2.21)$$

$E_0^{sc}$  ist die maximale Amplitude des Raumladungsfeldes und  $\tau_s$  und  $\tau_l$  sind die Zeitkonstanten für das Schreiben und Auslöschen des Gitters. Unterschiedliche Zeitkonstanten photorefraktiver Materialien ermöglichen verschiedene Anwendungen. Während für die holographische Datenspeicherung größere Zeitkonstanten (Stunden) für das Auslöschen benötigt werden, ist eine kurze Zeitkonstante (einige Millisekunden) des Materials für eine schnelle Antwort eines photorefraktiven Neuigkeitsfilters wünschenswert.

## 2.4 Zweistrahlkopplung und Energietransfer

Bei der Interferenz zweier Strahlen, ein Signal Strahl  $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t)$  mit Information und ein Referenzstrahl  $\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t)$  in einem photorefraktiven Medium kann das elektrische Feld wie in der Gleichung 2.8 geschrieben werden. Für zwei Strahlen gleicher Polarisierung bildet sich eine resultierende Intensität in der Form:

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}) &= |\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2|^2 \\ &= |\mathbf{A}_1|^2 + |\mathbf{A}_2|^2 + \mathbf{A}_1^* \mathbf{A}_2 \cdot \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) + \mathbf{A}_1 \mathbf{A}_2^* \cdot \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (2.22)$$

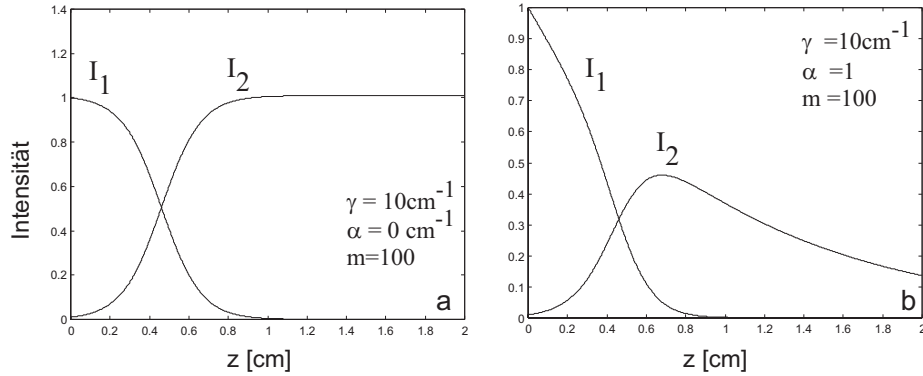
$\mathbf{K}$  bildet den Gittervektor des Interferenzgitters, mit  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ .  $\mathbf{k}_1$  und  $\mathbf{k}_2$  sind die Wellenvektoren der zwei kohärenten schreibenden Strahlen.

Zur vollständigen Beschreibung der Zweistrahlkopplung in einem photorefraktiven Kristall werden die Gleichungen 2.8 und 2.14 in die Wellengleichung eingesetzt. Dies führt zu gekoppelten Gleichungen. Die Lösungen für die Intensitäten  $I_1(z)$  und  $I_2(z)$  sind gegeben durch zwei entkoppelte Gleichungen [34]:

$$I_1(z) = I_1(0) \frac{1 + m^{-1}}{1 + m^{-1} \exp(\gamma z)} \exp(-\alpha z), \quad (2.23)$$

$$I_2(z) = I_2(0) \frac{1 + m}{1 + m \exp(-\gamma z)} \exp(-\alpha z), \quad (2.24)$$

$m = I_1(0)/I_2(0)$  ist das Intensitätsverhältnis der beiden schreibenden Strahlen. Die Abbildung 2.4 stellt die Intensitäten  $I_1$  und  $I_2$  als Funktion der Propagationslänge  $z$  dar. Wenn die Absorption vernachlässigt wird ( $\alpha = 0$ ), ist  $I_2(z)$  eine steigende und  $I_1(z)$  eine abfallende Funktion (Abbildung 2.4a). Es findet also ein Energietransfer zwischen den beiden Strahlen statt.  $\gamma$  ist positiv und hängt von der Richtung der  $\mathbf{c}$ -Achse des Kristalls ab. Bei Absorption im Material ist eine bestimmte Propagationslänge gegeben, bei der der



**Abbildung 2.4:** Energietransfer zwischen zwei Strahlen  $I_1$  und  $I_2$ . a: ohne Absorption ( $\alpha = 0$ ), b: mit Absorption ( $\alpha = 1 \text{ cm}^{-1}$ )

Energietransfer zwischen den Strahlen maximal ist (Abbildung 2.4b).

Außerdem bestimmt die Größe des Aufzeichnungsmaterials die Klassifizierung von Hologrammen. Ist die Dicke des Speichermaterials kleiner oder vergleichbar mit der der Lichtwellenlänge, so spricht man von einem dünnen Hologramm. Bei dicken Hologrammen ist die Dicke des Speichermaterials größer als die Lichtwellenlänge. Bei diesen Volumen hologrammen treten keine höhere Beugungsordnungen auf und der Signalstrahl kann rekonstruiert werden, wenn die Bragg-Bedingung erfüllt ist [35]:

$$2 \cdot d \cdot \sin(\theta/2) = n \cdot \lambda \quad (2.25)$$

erfüllt ist [35]: Wird das mit den Strahlen  $\mathbf{E}_1$  und  $\mathbf{E}_2$  geschriebene Volumen hologramm mit dem Referenzstrahl  $\mathbf{A}_2 \exp(-i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})$  beleuchtet, so ist der gebeugte Strahl gegeben durch:

$$\eta \cdot \mathbf{A}_1 \mathbf{A}_2^* \mathbf{A}_2 \exp(-i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}) \quad (2.26)$$

$\eta$  ist die Beugungseffizienz. Die Phase von  $\mathbf{E}_2$  wird aufgehoben und der gebeugte Strahl ist die Rekonstruktion des Signalstrahls  $\mathbf{A}_1 \cdot \exp(-i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})$ . Auf ähnliche Weise kann auch der Referenzstrahl rekonstruiert werden. Da im Schreibprozess ein Teil des Referenzstrahl am Hologramm gebeugt wird, spricht man von *dynamischer Holographie*. Durch den Energietransfer zwischen den Strahlen wird ein Strahl verstärkt und der andere abgeschwächt.

## 2.5 Beugungseffizienz

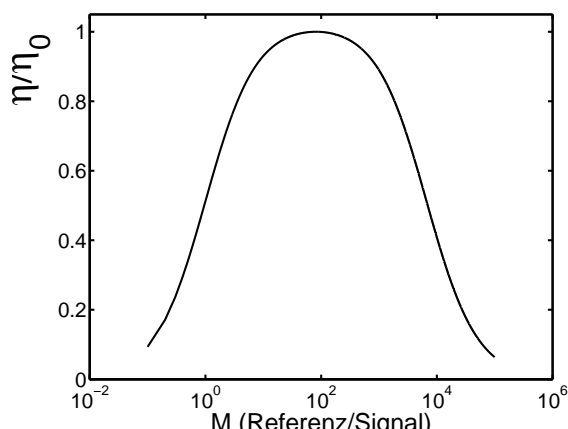
Die Beugungseffizienz  $\eta$  ist definiert als das Verhältnis der in die erste Beugungsordnung gebeugten Intensität zur einfallenden Intensität.  $\eta = 1$  bedeutet einen totalen Energietransfer zwischen den beiden Strahlen. Dies fordert die exakte Erfüllung der Bragg-Bedingung. Eine Verringerung der Beugungseffizienz aufgrund von Intensitätsverlust in Gittermoden höherer Ordnung bewirkt, dass  $\eta$  immer kleiner als eins ist. Effekte wie die Absorption, die Nichtuniformität des Gitters oder das nichtlineare und dynamische Verhalten des Speichermaterials stellen weitere Ursachen für die Verringerung von  $\eta$  dar. Aufgrund der Nichtuniformität während des Gitteraufbaus, ist die Beugungseffizienz von dem Verhältnis der einfallenden Strahlen abhängig. Diese Abhängigkeit der Beugungseffizienz von dem Strahlverhältnis ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Die Abhängigkeit der Beugungseffizienz von der Brechungsindexmodulation für ein Volumenhologramm ist gegeben durch die Kogelnik-Formel [35]:

$$\eta = \frac{\sin^2(\sqrt{\nu^2 + \xi^2})}{\left(1 + \frac{\xi^2}{\nu^2}\right)} \quad (2.27)$$

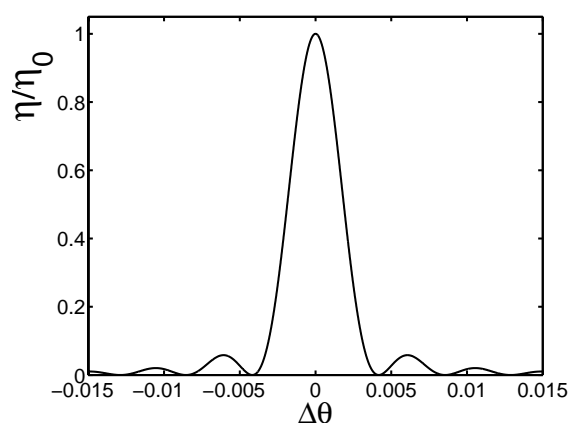
$\xi = 2\pi d \cdot \sin \Theta \cdot \Delta\Theta/\lambda$  und  $\nu = \pi\delta n \cdot d/\lambda \cos \Theta$ .  $d$  ist die Dicke des Hologramms,  $\Delta n$  die Brechungsindexmodulation und  $\lambda$  die Wellenlänge der verwendeten Lichtquelle zum Auslesen.  $\Delta\Theta$  ist eine Winkelabweichung vom Bragg-Winkel  $\Theta$ . Bei  $\Delta\Theta = 0$  erhält man den Grenzfall:

$$\eta_{(\Delta\Theta=0)} = \sin^2\left(\frac{\pi\Delta n \cdot d}{\lambda \cos \Theta}\right) \quad (2.28)$$

Zur Berechnung der Beugungseffizienz als Funktion der Winkelabweichung, die in Abbildung 2.6 dargestellt ist, werden folgende Parameter verwendet:  $\Theta = 45^\circ$ ,  $d = 7$  mm für die Dicke des Hologramms bei einer Wellenlänge  $\lambda = 532$  nm. Das erste Minimum liegt schon bei einer Abweichung von weniger als  $0,004^\circ$ . Für eine Abweichung von mehr als  $0,02^\circ$  kann die Beugungseffizienz vernachlässigt werden. Für  $d = 0$  erhält man ein planares Hologramm.



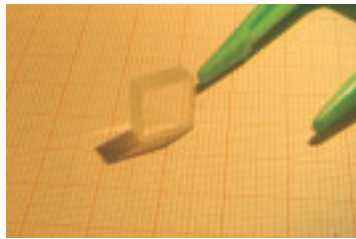
**Abbildung 2.5:** Normierte Beugungseffizienz als Funktion des Strahlverhältnisses nach dem Modell der gekoppelten Wellen für zwei außerordentliche Strahlen und einer Kopplungskonstante  $\Gamma = 20 \text{ cm}^{-1}$  und  $\Delta n = 5 \cdot 10^{-5}$



**Abbildung 2.6:** Beugungseffizienz als Funktion der Winkelabweichung  $\Delta\Theta$ .  $\Theta = 45^\circ$ ,  $d = 7 \text{ mm}$ . Das erste Minimum liegt schon bei einer Abweichung von weniger als  $0,004^\circ$ .

## 2.6 Die photorefraktiven Materialien

Der photorefraktive Effekt wurde in zahlreichen Materialien wie  $\text{BaTiO}_3$  und  $\text{LiNbO}_3$  untersucht. Eine inhomogene Beleuchtung dieser Kristalle sorgt dafür, dass aus Störstellen Elektronen bzw. Löcher in das Leitungs- bzw. Valenzband angeregt werden. Durch die verschiedenen Ladungstransportprozesse entsteht eine Umverteilung der Ladungsträger. Das induzierte Raumladungsfeld ruft eine Brechungsindexmodulation im Material hervor. Die Kristalle weisen eine gute Stabilität auf und ermöglichen die Speicherung von Volumen hologrammen.  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{LiNbO}_3$  und der Strontium Barium Niobate (SBN,  $\text{Sr}_{(1-x)}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$ ) weisen schon bei niedrigeren Strahlintensitäten den photorefraktiven Effekt auf. Ein wesentlicher Unterschied zwischen einem  $\text{BaTiO}_3$ - und einem  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall ist der unterschiedliche Ladungstransportprozess. Während die Diffusion der dominierende Transportmechanismus bei  $\text{BaTiO}_3$  ist, ist der Ladungstransport bei  $\text{LiNbO}_3$  drift- und diffusionsbestimmt.



**Abbildung 2.7:** BaTiO<sub>3</sub>:Ce-Kristall

Unterschiedliche Zeitkonstanten bei der Speicherung in diesen Kristallen bestimmen ihre Anwendungsgebiete.

- BaTiO<sub>3</sub>

Die tetragonale Phase des Kristalls ist bis 120° stabil. Der BaTiO<sub>3</sub>-Kristall weist einen Phasenübergang bei 13° auf, so dass er über dieser Temperatur verwendet werden muss. Eine einfache homogene Beleuchtung ermöglicht die Auslöschung der gespeicherten Hologramme. Typische Zeitkonstanten für BaTiO<sub>3</sub> liegen im Bereich von Sekunden. Der starke Energieaustausch zwischen zwei Strahlen bei einer Zweistrahlkopplung ermöglicht die Realisierung eines photorefraktiven Neuigkeitsfilters. Abbildung 2.7 zeigt einen Ceriumdotierten LiNbO<sub>3</sub>-Kristall. Weitere charakteristische Größen der Kristalle sind im Anhang A dieser Arbeit aufgelistet.

- LiNbO<sub>3</sub>



**Abbildung 2.8:** LiNbO<sub>3</sub>:Co-Kristall. Der Kristall zeigt eine leichte Rotfärbung aufgrund der Eisendotierung.

LiNbO<sub>3</sub> wird bei 1200 °C aus einer Schmelze aus Li<sub>2</sub>O und Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> hergestellt. Undotiert ist der Kristall transparent. Fe-dotierte Kristalle sind ebenfalls transparent und weisen ei-

ne braune Farbe auf. Der  $\text{LiNbO}_3$  zeigt eine hexagonale Gitterstruktur, ist ferroelektrisch und eignet sich, aufgrund eines geringeren Energietransfers bei der Kopplung zweier Strahlen, zur volumenholographischen Datenspeicherung. Die Zeitkonstanten für die Speicherung können einige Stunden erreichen. Bei diesem Kristall bildet sich fast kein Beamfanning, das durch eine gerichtete Verstärkung des Streulichtes im Kristall entsteht. Die Abbildung 2.8 zeigt einen eisendotierten  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall. Ein Aufheizen des Kristalls ist notwendig, um eine neue Umverteilung der Ladungsträger bzw. die Auslöschung von gespeicherten Hologrammen zu erreichen.



# Kapitel 3

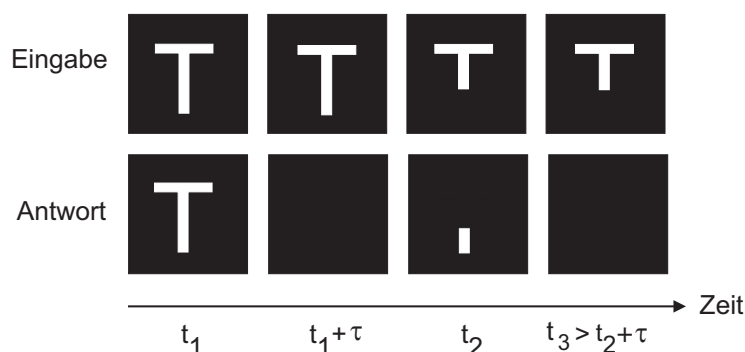
## Der Photorefraktive Neuigkeitsfilter

*Ein Neuigkeitsfilter erkennt neue, sich bewegende oder zeitlich ändernde Anteile in einer Bildersequenz und filtert diese aus einem störenden oder stationären Hintergrund heraus. Damit ermöglicht ein Neuigkeitsfilter sowohl eine diskrete Bildsubtraktion als auch die Detektion kontinuierlich bewegter Objekte in Echtzeit. Bei einer Realisierung mit einem photorefraktiven Material können Änderungen sowohl in der Amplitude als auch in der Phase des Eingangsbildes als Intensitätsvariationen detektiert werden. Damit eignet sich dieses Verfahren zur optischen Sichtprüfung technischer Objekte. In diesem Kapitel werden das Prinzip, das Interferenzmodell zur mathematischen Beschreibung sowie die Realisierung eines photorefraktiven Neuigkeitsfilters durch Zweistrahlkopplung vorgestellt. Der hier verwendete photorefraktive BaTiO<sub>3</sub>-Kristall wird, hinsichtlich der Reaktionszeit und des Wirkungsgrads für die destruktive Interferenz untersucht. Amplituden- und Phasenkontrastmessungen sind auch Gegenstand dieses Kapitels.*

### 3.1 Funktionsprinzip eines Neuigkeitsfilters

Das Prinzip eines Neuigkeitsfilters ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Der Filter stellt ein Bildbearbeitungselement dar, das aus einem optischen Eingangssignal die sich ändernden Anteile detektiert und als Helligkeit anzeigt.

Zuerst wird dem Neuigkeitsfilter ein Eingangsbild präsentiert. Bleibt das Eingangsbild über eine Zeitspanne  $\tau$  unverändert, so ist der Ausgang des Filters dunkel. Bei einer Änderung



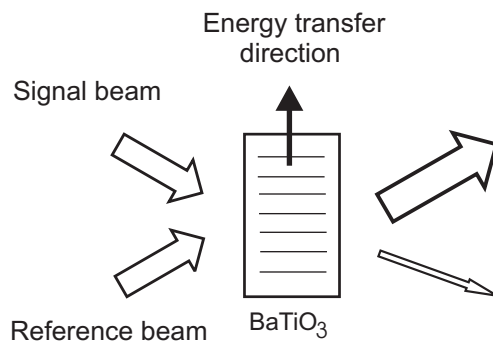
**Abbildung 3.1:** Prinzip eines Neuigkeitsfilters. Nach der Zeitspanne  $t_1 + \tau$  ist der Ausgang des Filters dunkel, wenn das Eingangsbild unverändert bleibt. Ändert sich das Eingangsbild nach  $t_2 > t_1 + \tau$ , so werden die Abweichungen zwischen dem aktuellen Bild (verkürzter Buchstabe) und dem zuvor gespeicherten Bild (vollständiger Buchstabe) detektiert und angezeigt. Bei  $t_3 > t_2 + \tau$  wird der Ausgang wieder dunkel.

des Eingangssignals (verkürzter Buchstabe) werden die sich zeitlich ändernden Anteile zwischen dem im Filter gespeicherten Bild und dem aktuellen Bild detektiert und als Helligkeit angezeigt. Das Differenzbild erscheint ohne große zeitliche Verzögerung am Ausgang und klingt dann mit der Abklingkonstante  $\tau$  des Materials ab und der Ausgang wird wieder dunkel. Anteile beider Bilder, die ähnlich sind, oder statische Anteile in der Bildersequenz, werden somit herausgefiltert.

## 3.2 Photorefraktive Neuigkeitsfilter durch Zweistrahlkopplung

### 3.2.1 Das Prinzip

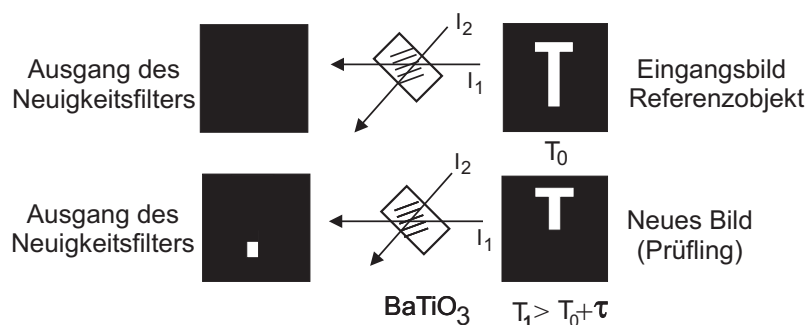
Die Idee eines Neuigkeitsfilters durch Zweistrahlkopplung in einem photorefraktiven Material wurde zuerst von Cronin-Golomb et al. demonstriert [36]. Die Phasenverschiebung zwischen dem Interferenz- und Brechungsindexgitter in einem photorefraktiven  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall beträgt  $90^\circ$ . So findet im stationären Zustand ein Energietransfer zwischen einem informationstragenden Strahl, der abgeschwächt wird, und einem starken Referenzstrahl, wie in Abbildung 3.2 skizziert, statt. Jede schnelle Änderung im Signalstrahl zerstört den stationären Zustand und wird sofort transmittiert.



**Abbildung 3.2:** Zweistrahlskopplung in einem photorefraktiven  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall. Der Signalstrahl wird abgeschwächt und der Referenzstrahl verstärkt. Der Energietransfer zwischen den Strahlen ist die Grundlage für einen photorefraktiven Neuigkeitsfilter.

Der photorefraktive Neuigkeitsfilter durch Zweistrahlskopplung hat somit die Funktion eines Hochpaßfilters, mit der Eigenschaft, nur die hochfrequenten Anteile einer Bildsequenz anzuzeigen und die statischen Anteile herauszufiltern. Sowohl kontinuierliche als auch diskrete Änderungen können detektiert werden.

Ein photorefraktiver Neuigkeitsfilter arbeitet im wesentlichen in zwei Schritten wie in der folgenden Abbildung 3.3 aufgezeigt.



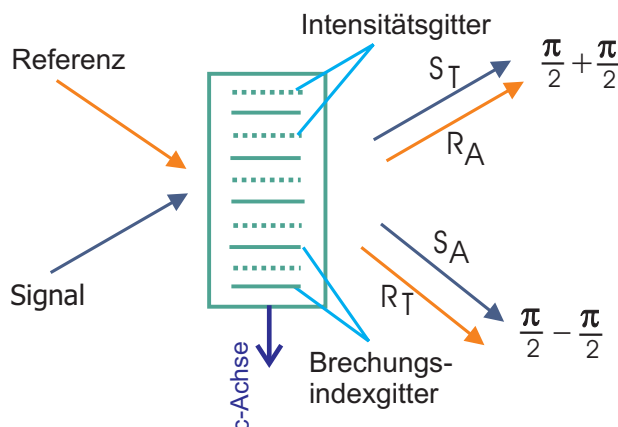
**Abbildung 3.3:** Prinzip eines photorefraktiven Neuigkeitsfilters. Der Prozess findet in zwei Schritten statt. Oben: Einschreiben eines Referenzhologramms des Referenzobjektes. Unten: Auslesen des gespeicherten Hologramms und Vergleich mit einem Testobjekt.

- Einschreiben eines Referenzhologramms (dynamische Holographie) durch Überlagerung eines Signalstrahls mit Information des Referenzobjektes und einem Referenzstrahl
- Auslesen des gespeicherten Hologramms mit dem Referenzstrahl und Vergleich mit einem Prüfobjekt

Die Antwort des Systems liegt ohne zeitliche Verzögerung vor und die Abweichungen zwischen dem Referenzobjekt und dem Prüfobjekt werden am Ausgang des Neuigkeitsfilters angezeigt. Das Differenzbild entspricht einer zeitlichen Änderung des Eingangsbildes. Bei Änderungen im Eingangsbild, werden kontinuierlich durch Überlagerung mit dem Referenzstrahl, Hologramme in den photorefraktiven Kristall eingeschrieben. Bildanteile, die sich vom vorher geschriebenen Hologramm unterscheiden, durchlaufen das eingeschriebene Hologramm und erscheinen in Form einer Helligkeit entsprechend sofort am Ausgang. Andere Bildanteile werden abgelenkt. Nicht nur Phasen- sondern auch Amplitudenänderungen können auf diese Weise detektiert werden. Die Helligkeit des Differenzbildes klingt dann exponentiell mit der Zeitkonstante des Materials ab. Hat sich das System dem aktuellen Ereignis angepaßt, kann ein weiterer Vergleich durchgeführt werden. Dieses optische Verfahren stellt damit einen leistungsfähigen Filterprozeß dar, bei dem eine erhebliche Datenreduktion erreicht werden kann. Die Prüfzeit und die Taktrate bei mehreren aufeinander folgenden Prüfungen werden von der Zeitkonstante des Materials bestimmt.

### 3.2.2 Das Interferenzmodell

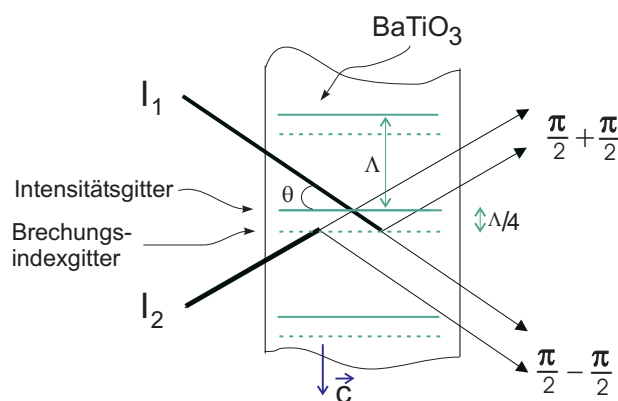
Das Prinzip der Neuigkeitsfilterung durch Zweistrahlkopplung in einem diffusionsbestimmten photorefraktiven Material wie  $\text{BaTiO}_3$ , kann auf die Phänomene der Interferenz und Beugung zurückgeführt werden, wie bei Sedlatschek vorgestellt wurde [4]. Bei einem rein diffusionsbestimmten Kristall ist die Phasendifferenz zwischen dem Intensitäts- und dem induzierten Brechungsindexgitter gleich  $\pi/2$ . Wie in Abbildung 3.4 zu entnehmen ist, werden die zwei schreibenden Strahlen an dem Brechungsindexgitter teilweise abgelenkt und transmittiert, so dass der transmittierte Teil des Referenzstrahls ( $R_T$ ) konstruktiv mit dem abgelenkten Teil des Signalstrahls ( $S_A$ ) und der transmittierte Teil des Signalstrahls ( $S_T$ ) destruktiv mit dem abgelenkten Teil des Referenzstrahls ( $R_A$ ) interferiert. Es handelt sich um Beugung an einem von den Strahlen selbst erzeugten Gitter, so dass die Bragg-Bedingung erfüllt ist. Das Interferenz-Modell liefert eine anschauliche Erklärung des Energietransfers zwischen den Strahlen; der Signalstrahl wird abgeschwächt und der Referenzstrahl verstärkt.



**Abbildung 3.4:** Interferenzmodell. Der transmittierte Teil des Referenzstrahls ( $R_T$ ) interferiert konstruktiv mit dem gebeugten Teil des Signalstrahls ( $S_A$ ). Der transmittierte Teil des Signalstrahls ( $S_T$ ) interferiert destruktiv mit dem gebeugten Teil des Referenzstrahls ( $R_A$ ).

### 3.2.3 Mathematische Beschreibung

Eine mathematische Formulierung erfolgt aus dem in Abbildung 3.5 dargestellten Modell [4]. Bei der Interferenz zweier Strahlen mit den Intensitäten  $I_1$  und  $I_2$  in einem pho-



**Abbildung 3.5:** Skizze zur mathematischen Beschreibung des Interferenzmodells.  $I_1$  und  $I_2$  werden an einem von den Strahlen selbst erzeugten Brechungsindexgitter teilweise transmittiert bzw. gebeugt. Die Wellenlänge des Gitters ist  $\Lambda = \lambda/2 \cdot \sin \theta$ . Dies entspricht einer Wegdifferenz von  $\lambda/4$ . Bei der Beugung tritt damit eine Phasenverschiebung von  $90^\circ$  auf. Anteile beider Strahlen interferieren konstruktiv bzw. destruktiv.  $\theta$  ist der Einfallswinkel.

torefraktiven Material kann die Gleichung 2.22 wie folgt umgeschrieben werden:

$$\begin{aligned} I &= |E_1 + E_2|^2 \\ &= I_1(L) + I_2(L) + 2\sqrt{I_1(L)I_2(L)} \cos(\pi/2 + \phi) \end{aligned} \quad (3.1)$$

Wenn  $\eta$  die Beugungseffizienz darstellt und t und d die abgebeugten Anteile der Strahlen bezeichnen, können die Strahlen, nachdem sie in den photorefraktiven Kristall der Dicke L propagiert sind, wie folgt geschrieben werden:

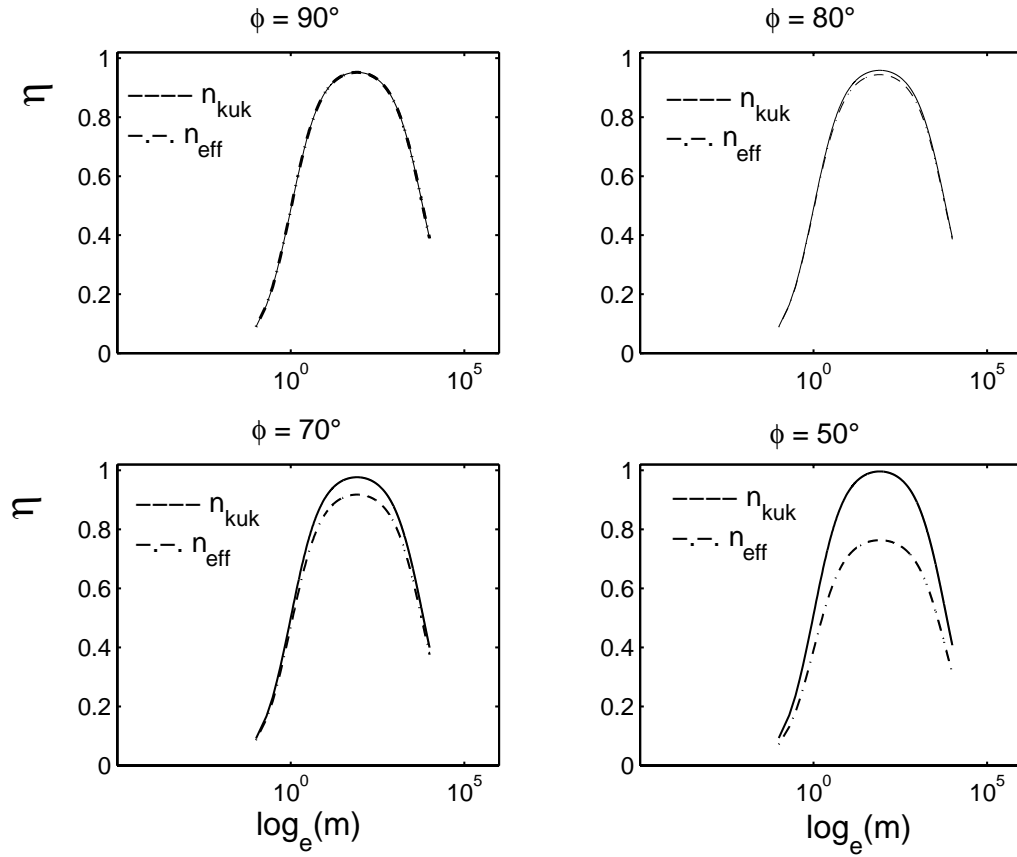
$$\begin{aligned} I_1(L) &= I_1^t + I_2^d + \sqrt{I_1^t I_2^d} \cos(\pi/2 + \phi) \\ &= (1 - \eta)I_1 + \eta I_2 - 2\sqrt{(1 - \eta)\eta I_1 I_2} \sin \phi \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} I_2(L) &= I_2^t + I_1^d + \sqrt{I_2^t I_1^d} \cos(\pi/2 - \phi) \\ &= (1 - \eta)I_2 + \eta I_1 - 2\sqrt{(1 - \eta)\eta I_2 I_1} \sin \phi \end{aligned} \quad (3.3)$$

Das Interferenzmodell setzt voraus, dass die Beugungseffizienz  $\eta$  jener des Modelles der gekoppelten Wellen nach Kogelnik [35] entspricht, wenn die Phasenverschiebung zwischen dem Brechungsindex- und dem Interferenzgitter  $\pi/2$  beträgt. Bei einer Phasenverschiebung von null verschwindet die Beugungseffizienz. Unter diesen Voraussetzungen und mit der Einführung von m als Intensitätsverhältnis der Strahlen vor der Kopplung ( $m = I_1(0)/I_2(0)$ ), kann eine effektive Beugungseffizienz  $\eta_{eff}$  definiert werden:

$$\begin{aligned} \eta_{eff} &= \eta_{kuk} \cdot \sin \phi \\ &= \frac{2m \exp(-\gamma L) [\cosh(-\gamma L/2) - \cos(\beta L)]}{(1 + m)[1 + m \exp(-\gamma L)]} \cdot \sin \phi \end{aligned} \quad (3.4)$$

$\eta_{kuk}$  ist dabei die Beugungseffizienz nach Kukhtarev et al., die für eine beliebige Phasenverschiebung gilt [31].  $\eta_{eff}$  berücksichtigt außerdem die Tatsache, dass der Lesestrahle im Vergleich zum schreibenden Strahl nicht zu schwach ist. Die schreibenden Strahlen sind kohärent. Anwendung der Zweistrahlkopplung in einem photorefraktiven Kristall werden öfter in der Literatur durch das Modell der gekoppelten Wellen beschrieben [37, 38]. Für einen quantitativen Vergleich zur Übereinstimmung kann die Beugungseffizienz als Funktion des Intensitätsverhältnisses beider Strahlen verwendet werden. Abbildung 3.6 zeigt die Beugungseffizienz als Funktion des Strahlverhältnisses für verschiedene Phasenverschiebungen. Dabei wird für das Interferenzmodell die Gleichung 3.4 eingesetzt. Eine vollständige Übereinstimmung beider Modelle ist für eine Phasenverschiebung  $\phi = \pi/2$  gegeben. Dies

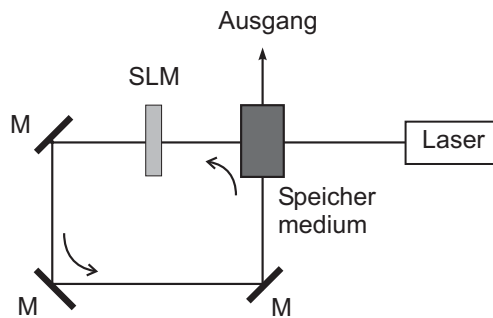


**Abbildung 3.6:** Beugungseffizienz als Funktion des Intensitätsverhältnisses nach dem Modell der gekoppelten Wellen (gestrichelte Linien) und nach dem Interferenzmodell (durchgezogene Linien) für verschiedene Phasenverschiebungen zwischen Interferenz- und Brechungsindexgitter. Beide Kurven stimmen überein, wenn die Phasenverschiebung  $90^\circ$  beträgt.

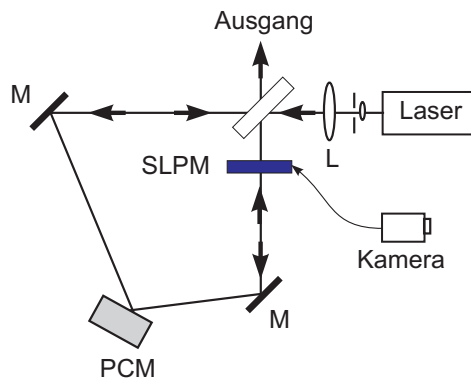
tritt bei diffusionsbestimmten Kristallen wie dem  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall auf. Experimentelle Ergebnisse bestätigen die Wahl des Modells zur mathematischen Formulierung des photorefraktiven Neuigkeitsfilters (Abschnitt 3.3.2).

### 3.2.4 Weitere Neuigkeitsfilter

Verschiedene Konfigurationen für einen photorefraktiven Neuigkeitsfilter wurden bereits vorgestellt. Sie unterscheiden sich in ihrer Realisierung und in ihrer Fähigkeit, Änderungen in einem optischen Signal zu detektieren. Ein Neuigkeitsfilter mit einem Bacteriorhodopsin-



**Abbildung 3.7:** Konfiguration für einen Neuigkeitsfilter mit einem Ringresonator. M: spiegel, SLM: Spatial Light Modulator



**Abbildung 3.8:** Konfiguration für einen Neuigkeitsfilter mit einem Phasenkonjugierenden Spiegel. M: Spiegel, SLPM: Spatial Light Phase Modulator, PCM: Phasenkonjugierender Spiegel, L: Linse

Film kann nur ansteigende Intensitäten detektieren, Änderungen im Eingangsbild werden nicht angezeigt. Ein photorefraktiver Neuigkeitsfilter durch Beamfanning reagiert nicht auf Phasenänderungen. Folgender Abschnitt stellt einige Neuigkeitsfilter vor.

### Ringresonator

Ein photorefraktiver Kristall kann in einem Ringresonator anstatt mit einem konventionellen Strahlteiler verwendet werden [39]. Der Kristall wird so eingestellt, dass die Energie der Lichtquelle (Laser) in der Kavität des Ringresonators gekoppelt ist. Jede Phasenänderung, induziert durch einen Spatial Light modulator (SLM), resultiert in einer Intensitätsverstärkung am Ausgang (Abbildung 3.7).

### Phasenkonjugierender Spiegel

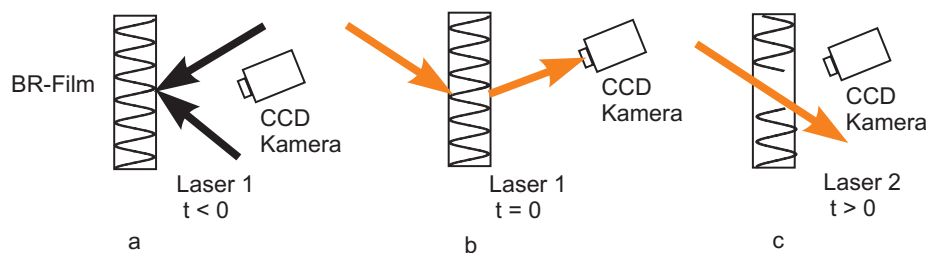
Auch die Kombination eines phasenkonjugierenden Spiegels und eines Interferometers, sensitiv zu Weglängenunterschieden, kann eingesetzt werden, um relative Phasenunterschiede



zu detektieren [40]. Dabei sorgt der phasenkonjugierende Spiegel dafür, dass der Ausgang des Interferometers im stationären Zustand dunkel ist. Die Konfiguration ist in Abbildung 3.8 skizziert.

### Neuigkeitsfilter mit einen Bacteriorhodopsin-Film

Dieser Neuigkeitsfilter verwendet ein Bacteriorhodopsinfilmm (BR). Der BR ist ein photochromisches und anisotropes Protein, dass in der Purpurmembra (PM) des Halobacterium halobiums enthalten ist [41]. Der Film hat die Eigenschaften von Azo-dye dotierten Filmen und kann so hergestellt werden, dass seine Antwortzeit durch chemische Komponenten oder durch Mutation kontrolliert werden kann. Zwei Strahlen schreiben durch Interferenz ein Hologramm in den BR-Film und ein dritter inkohärenter und bildtragender Strahl wird an dem Hologramm gebeugt, die Intensität von einer CCD-Kamera aufgenommen. Nach der Antwortzeit des Materials wird der Signalstrahl nur noch transmittiert (Abbildung 3.9). Der Ausgang wird dunkel nach einer Zeitspanne, die größer ist als die Reaktionszeit des



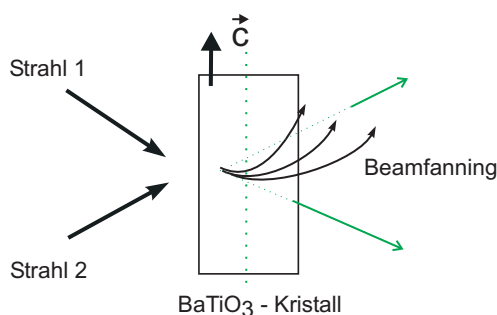
**Abbildung 3.9:** Schematische Darstellung des Prinzips eines Neuigkeitsfilters mit einem Bacteriorhodopsinfilmm. Das Prinzip verläuft in drei Schritten: a: Überlagerung zweier Strahlen zur Aufnahme eines Interferenzgitters. b: Auslesen des Hologramms mit einem inkohärenten informationstragenden Strahl. Der Strahl wird am Hologramm gebeugt. c: Nach der Reaktionszeit des Films wird der Strahl nur noch transmittiert.

Materials. Damit läßt sich die Bewegung eines Objektes detektieren und die Richtung der Bewegung angeben, da Spitzen eines Objektes eine erhöhte Intensität zeigen und der Neuigkeitsfilter nur ansteigende Intensitäten detektieren kann.

Der BR-Film besteht aus der PM und einer Polymer-Matrix, die unterschiedliche Brechungsindexe besitzen. Der BR-Film hat damit den Nachteil, dass die Purpurmembra, aufgrund ihres Brechungsindex Lichtstreuung induziert. Eine Lösung besteht darin, Polarisationshologramme aufzunehmen [42, 43].

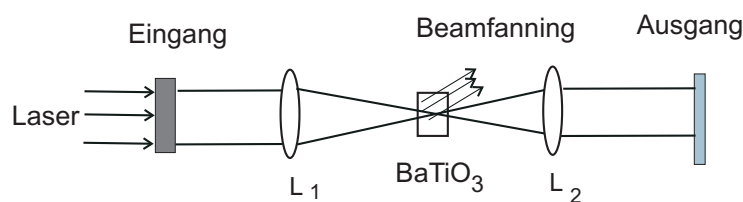
### Neuigkeitsfilter durch Beamfanning

Beamfanning entsteht durch Verstärkung von selbst-induziertem Streulicht aufgrund von Gitterfehlstellen im Kristall oder der Rauheit an seiner Oberfläche. Das Streulicht wird in Richtung des Energietransfers verstärkt, so dass es der Richtung der  $\mathbf{c}$ -Achse folgt (Abbildung 3.10). In Kristallen wie  $\text{BaTiO}_3$ , die eine starke Kopplung aufweisen, kann Beamfanning auftreten. Die Konfiguration eines Neuigkeitsfilters (Abbildung 3.11), basierend auf



**Abbildung 3.10:** Schematische Darstellung des Effekts des Beamfannings in einem photorefraktiven Kristall. Strahlen, die in eine Richtung gestreut werden, wo Zweiwellenmischungseffekt stattfindet, werden verstärkt. Die gerichtete Verstärkung verläuft in Richtung der  $\mathbf{c}$ -Achse des Kristalls.

dem Effekt des Beamfannings, hat den Vorteil eines einfachen experimentellen Aufbaus und eines hohen Kontrasts [44, 45]. Die Idee einer Zweiwellenmischung, in der einem ein-



**Abbildung 3.11:** Konfiguration für einen Neuigkeitsfilter durch den Effekt des Beamfannings. L: Linse.

fallenden Signalstrahl eine zusätzliche Phasenverschiebung zugefügt wird, weist eine starke Abhängigkeit der externen Phase von dem entsprechenden Kontrast der Neuigkeit auf. Damit können Phasenänderungen aufgelöst und visualisiert werden.

### 3.3 Das Speichermaterial: BaTiO<sub>3</sub>

Drei Parameter bestimmen im wesentlichen die Leistung eines photorefraktiven Neuigkeitsfilters: die Zeitkonstante des Speichermediums, der Amplituden- und der Phasenkontrast. Die letzten zwei Parameter beschreiben, wie gut eine Änderung aufgrund einer Amplituden- bzw. einer Phasenänderung im Eingangsbild, vom Neuigkeitsfilter detektiert wird. Das Zeitverhalten des photorefraktiven Effektes ist exponentieller Natur [46]. Beim Einschreiben eines Hologramms folgt, die im Hologramm gespeicherte Amplitudeninformation der exponentiellen Funktion  $A(t) = A_0 \cdot [1 - e^{-t/\tau_s}]$ .  $A_0$  ist die maximale Amplitude und  $\tau_s$  die Zeitkonstante des verwendeten photorefraktiven Mediums beim Schreiben eines Hologramms. Soll ein neues Hologramm gespeichert werden, wird das vorher geschriebene Hologramm nach  $e^{-t/\tau_l}$  ausgelöscht.  $\tau_l$  ist dabei die Zeitkonstante beim Auslesen des Hologramms. Für den verwendeten BaTiO<sub>3</sub>-Kristall sind die beiden Zeitkonstanten gleich [47].

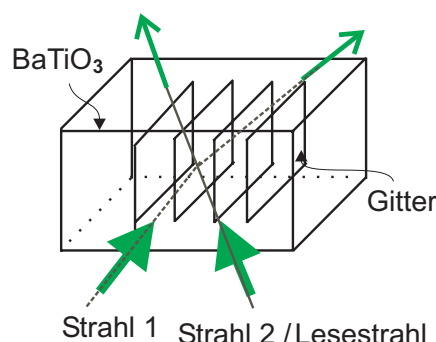
Ein photorefraktiver Neuigkeitsfilter kann entweder mit Zwei- bzw. Vierstrahlkopplung in einem photorefraktiven Kristall realisiert werden [48, 26]. Weitere Möglichkeiten sind das Beamfanning, oder die selbstgepumpte Phasenkonjugation, die ohne zusätzlichen Pumpstrahl, die Phasenkonjugation eines Referenz- oder Signalstrahl ermöglicht. Beide Effekte werden ausführlich in [19, 49, 50, 51, 52] behandelt. In dieser Arbeit wurde ausschließlich die Zweistrahlkopplung in einem photorefraktiven BaTiO<sub>3</sub>-Kristall verwendet. Es wird hier speziell auf die Dynamik des Phänomens eingegangen. Zur Bestimmung des dynamischen Verhaltens wurden Messungen sowohl für die Zeitkonstante des Kristalls als auch für den Amplituden- bzw. Phasenkontrast durchgeführt.

#### 3.3.1 Zeitverhalten und Zeitkonstante

Die Modulation des Brechungsindexgitters hängt linear von der einfallenden Intensität ab. Außerdem hängt auch die Geschwindigkeit, mit der ein Brechungsindexgitter ausgelöscht werden kann, von der Gesamtintensität  $I$  des Strahles ab. Diese Abhängigkeit ist sublinear und ist in der Form  $I^x$  gegeben. Je nach Material und Temperatur kann  $x$  zwischen 0.6 und 1 liegen [47]. Messungen für die Abhängigkeit der Zeitkonstante von der totalen einfallenden Strahlintensität wurden durchgeführt und die Parameter  $x$  für zwei zur Verfügung stehende Kristalle bestimmt.

- Experiment

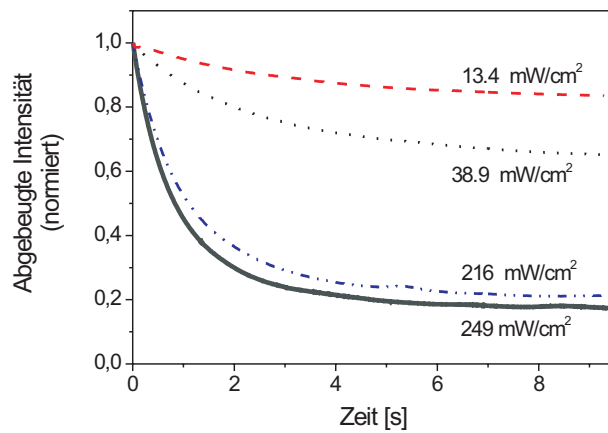
Der Strahl eines frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers wird in einen Referenz- und einen Signalstrahl aufgespalten. Dabei wird durch Zweistrahlkopplung ein Brechungsindexgitter im photorefraktiven  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall gespeichert, wie in Abbildung 3.12 skizziert. Eine elektronische Ansteuerung von Shuttern kann die Signalstrahlen ein- und ausschalten. Das eingeschriebene Gitter wird anschließend von dem homogenen Lesestrahl ausgelöscht und die abgebeugte Intensität als Funktion der Zeit mittels einer Photodiode aufgenommen. Zur Ermittlung der Abhängigkeit der Zeitkonstante von der eingestrahlten Gesamtinten-



**Abbildung 3.12:** Konfiguration für Zweistrahlkopplung in einem photorefraktiven  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall

sität, wurde die Messung für verschiedene Strahlverhältnisse wiederholt. Durch Beleuchtung des Kristalls mit einer Weißlichtquelle vor jeder Messung wird erreicht, dass zunächst kein Gitter vorhanden ist. Für die Experimente standen zwei  $\text{BaTiO}_3$ -Kristalle mit unterschiedlicher Dotierung (Kobalt und Cerium) zur Verfügung. Die Abbildung 3.13 zeigt für den Kristall mit Kobalt-Dotierung die normierte abgebeugte Intensität als Funktion der Zeit für verschiedene Gesamtintensitäten. Die erhaltenen Kurven folgen einem einfachen exponentiellen Zeitverhalten.

Die Auslöschungsrate ist definiert als das Inverse der Zeitkonstante  $\tau$  des Materials beim Auslöschen. Zur Ermittlung der Zeitkonstante bei jeder Messung wird die Methode der kleinen Quadrate verwendet, um eine Anpassung der experimentell erhaltenen Kurven zu erreichen.



**Abbildung 3.13:** Abgebeugte Intensität als Funktion der Zeit für vier verschiedene Intensitäten des Lesestrahls zur Auslöschung des Gitters. Die Kurven zeigen ein exponentielles Verhalten. Bei höheren Intensitäten wird das Gitter schneller gelöscht.

- BaTiO<sub>3</sub>:Co

$I_A$ (mW/cm <sup>2</sup> )	249	216	187	122.5	67	38.9	21.8	13.4
$1/\tau$ (s <sup>-1</sup> )	0.99	0.78	0.64	0.49	0.31	0.28	0.12	0.07

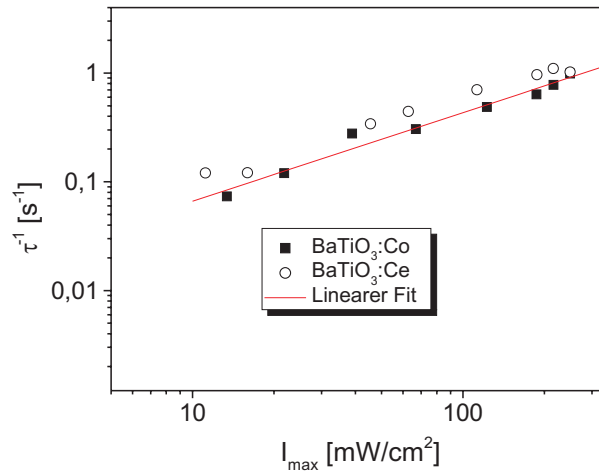
Tabelle 3.1: Auslöschungsrate für verschiedene Werte der Gesamtintensität für den BaTiO<sub>3</sub>:Co-Kristall

- BaTiO<sub>3</sub>:Ce

$I_A$ (mW/cm <sup>2</sup> )	249	215.5	187.5	112.5	62.75	45.5	15.95	11.15
$1/\tau$ (s <sup>-1</sup> )	1.02	1.1	0.96	0.7	0.44	0.34	0.12	0.12

Tabelle 3.2: Auslöschungsrate für verschiedene Werte der Gesamtintensität für den BaTiO<sub>3</sub>:Ce-Kristall

Mit Hilfe einer doppellogarithmischen Auftragung von  $1/\tau$  als Funktion der Intensität in Abbildung 3.14 läßt sich der Parameter  $x$  für die zwei BaTiO<sub>3</sub>-Kristalle bestimmen. Die



**Abbildung 3.14:** Doppellogarithmische Darstellung von  $1/\tau$  als Funktion der Gesamtintensität für  $\text{BaTiO}_3$ -Kristalle mit Kobalt- bzw. Cerium Dotierung. Die experimentellen Kurven zeigen ein ähnliches Verhalten.

Ergebnisse für die zwei verwendeten Kristalle sind in den Tabellen 3.1 und 3.2 zusammengefaßt. Bei den hier durchgeführten Messungen und der maximal erreichbaren Intensität von  $249 \text{ mW}/\text{cm}^2$  konnten die kleinsten Zeitkonstanten von  $1.01 \text{ s}$  für den Kristall mit Kobalt- bzw.  $0.98 \text{ s}$  für Ceriumdotierung bestimmt werden. Die berechneten Exponenten  $x$  sind  $0.81$  und  $0.76$ . Diese Ergebnisse zeigen eine Annäherung im Verhalten der beiden Kristalle. Die Abhängigkeit der Auslöschung des Brechungsindexgitters von der einfallenden Intensität ist jedoch bei  $\text{BaTiO}_3:\text{Co}$  etwas stärker als bei  $\text{BaTiO}_3:\text{Ce}$ . Für undotiertes  $\text{BaTiO}_3$  wurden von Horowitz et al. [53] und Mathey et al. [54] Exponenten von  $0.7$  ermittelt.

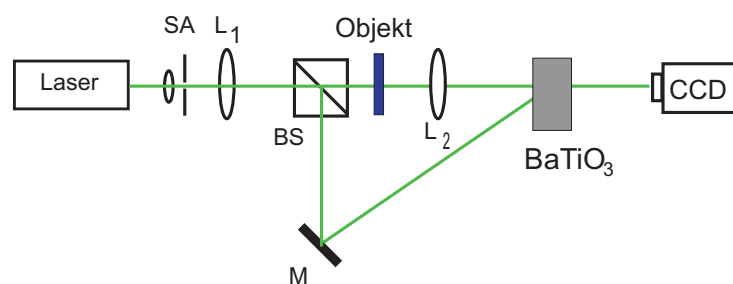
### • Diskussion

Theoretische und experimentelle Untersuchungen haben die Abhängigkeit der Zeitkonstante vom Strahlverhältnis demonstriert (siehe auch [47, 55]). Viele dieser Untersuchungen beziehen sich jedoch auf den Fall eines nichterschöpften Referenzstrahls. Im Gegensatz dazu wird in dieser Arbeit eine Konfiguration verwendet, bei der der informationstragende Strahl abgeschwächt wird und der Referenzstrahl verstärkt. Sie beruht auf der destruktiven Interferenz der schreibenden Strahlen. Die Abhängigkeit der Abklingkonstante von der Gesamt-

intensität für zwei BaTiO<sub>3</sub>-Kristalle mit unterschiedlicher Dotierung wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht. Eine Erklärung des sublinearen Verhaltens anhand photorefraktiver Zentren ist in [56, 57] zu finden. Die folgenden Verhältnisse  $I^{-0.81}$  und  $I^{-0.76}$  bei Kobalt- bzw. Cerium-Dotierung wurden ermittelt. Da die Zeitkonstante für den photorefraktiven BaTiO<sub>3</sub>-Kristall auch die des damit realisierten Neuigkeitsfilters darstellt, können für den Einsatz eines photorefraktiven BaTiO<sub>3</sub>-Kristalls in einem optischen Sichtprüfungssystem zum Objektvergleich, angesichts der Prüfzeit bei mehreren Prüfungen, beide untersuchten Kristalle verwendet werden. Die Kristalle weisen eine Zeitkonstante von ca. 1 s auf, für die hier maximale verwendete Gesamtintensität von 249 mW/cm<sup>2</sup>.

### 3.3.2 Amplituden- und Phasenkontrast

Durch die Überlagerung von zwei Strahlen, ein informationstragender Strahl und ein Referenzstrahl in einem photorefraktiven BaTiO<sub>3</sub>-Kristall, bildet sich ein Brechungsindexgitter. Aufgrund der 90°-Phasenverschiebung zwischen Interferenz- und Brechungsindexgitter, findet ein Energietransfer zwischen den Strahlen statt, so dass im stationären Zustand der Signalstrahl vollständig abgeschwächt ist und der Referenzstrahl verstärkt wird. Die Konfiguration für einen photorefraktiven Neuigkeitsfilter durch Zweistrahlkopplung ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Jede Änderung im Signalstrahl zerstört den stationären Zustand.



**Abbildung 3.15:** Schematische Darstellung für Zweistrahlkopplung in einem photorefraktiven BaTiO<sub>3</sub>-Kristall. Der Signalstrahl wird abgeschwächt und der Referenzstrahl verstärkt. BS: Strahlteiler, M: Spiegel, L: Linse, SA: Strahlaufweitung.

Die Stellen, wo die Änderungen stattgefunden haben, werden in Form einer erhöhten Intensität (Helligkeit) angezeigt. Danach paßt sich das System dem neuen Zustand an und der Ausgang wird dunkel. Eine physikalische Erklärung des Phänomens der Abschwächung

des Signalstrahls ist die destruktive Interferenz. Ein Maß für die Sichtbarkeit der angezeigten Helligkeit, aufgrund einer Amplituden- bzw. Phasenänderung im Eingangssignal, wird durch den Amplituden- bzw. Phasenkontrast definiert.

### Amplitudenkontrast

Der Amplitudenkontrast  $\kappa_A$  eines Neuigkeitsfilters ist definiert als die Helligkeit oder Sichtbarkeit einer vom System detektierten Änderung aufgrund einer Intensitätsänderung des Eingangssignals. Der Amplitudenkontrast stellt damit das Verhältnis der Ausgangsintensitäten dar, wenn das System eine Neuigkeit detektiert und wenn es sich im stationären Zustand befindet.

$$\kappa_A = \frac{I_N(Ein)}{I_A(Aus)} \quad (3.5)$$

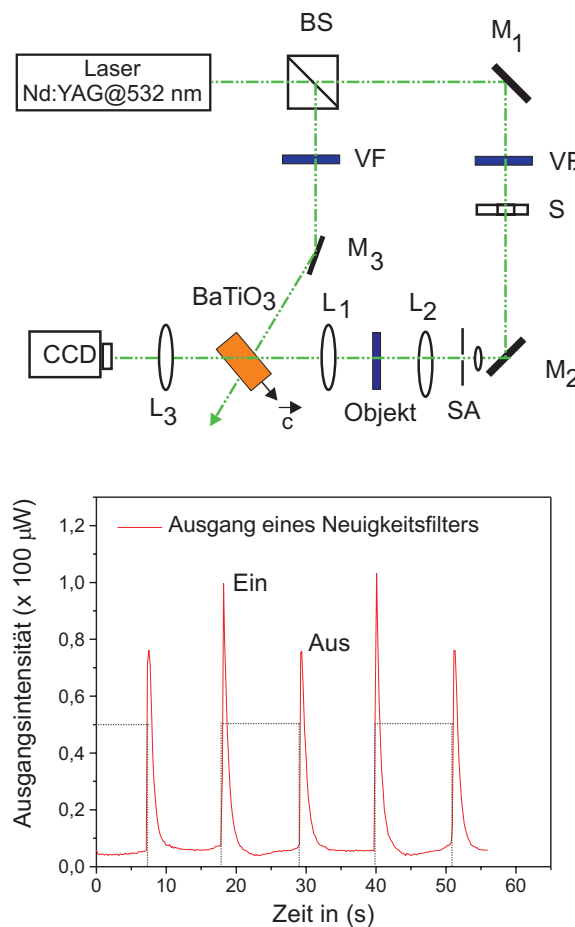
$I_N$  ist die Intensität am Ausgang bei einer Neuigkeit und  $I_A$  die Intensität am Ausgang, wenn das System sich dem neugeschriebenen Gitter angepaßt hat. Die Absorption des Kristalls kann vernachlässigt werden, da der Kontrast ein Verhältnis von Intensitäten darstellt. Nach der Theorie der gekoppelten Wellen ist der Amplitudenkontrast durch die zwei entkoppelten Gleichungen in Abschnitt 2.23 und 2.24 gegeben:

$$\kappa_A = \frac{1 + m^{-1}e^{\gamma L}}{1 + m^{-1}} \quad (3.6)$$

$m$  ist das Intensitätsverhältnis der zwei schreibenden Strahlen,  $\gamma$  die Kopplungskonstante und  $L$  die Dicke des Hologramms.

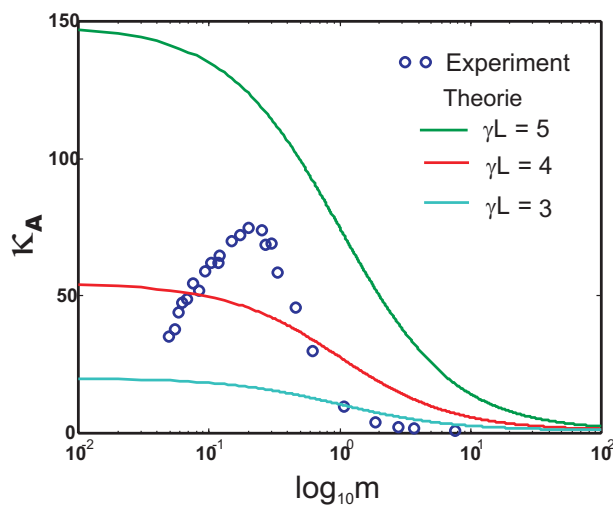
Eine experimentelle Messung des Amplitudenkontrastes kann, wie in Abbildung 3.16a, realisiert werden. Der Strahl aus einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser wird in einen Signal- und einen Referenzstrahl aufgeteilt. Der aufgeweitete Signalstrahl beleuchtet ein Objekt und wird anschließend in einem BaTiO<sub>3</sub>:Co-Kristall mit dem Referenzstrahl überlagert, wo Zweiwellenmischen stattfindet. Ein typischer Ausgang des photorefraktiven Neuigkeitsfilters beim Ein- und Ausschalten des Signalstrahls ist in Abbildung 3.16b dargestellt. Die Amplitudenänderung wird in Form einer erhöhten Intensitätsänderung beim Ein- und Ausschalten des Signalstrahls am Ausgang mit einer Photodiode gemessen. Abbildung 3.17 zeigt den Amplitudenkontrast als Funktion des Verhältnisses beider Strahlintensitäten. Die durchgezogenen Linien zeigen den Verlauf des Amplitudenkontrastes nach Gleichung 3.6 für verschiedene  $\gamma L$ .  $L$  ist die Dicke des Kristalls und  $\gamma L$  stellt die Kopplungsstärke dar.



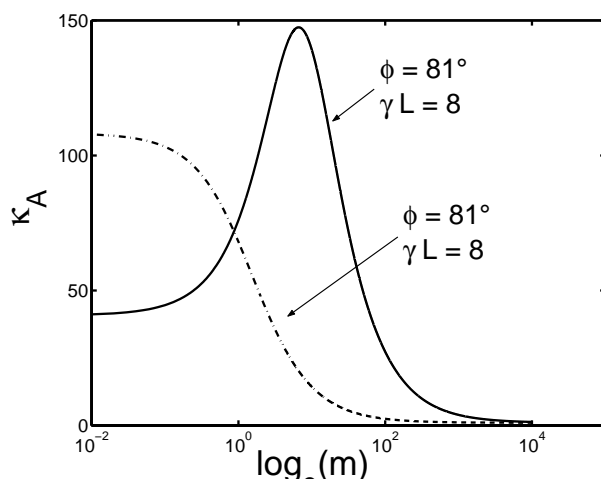


**Abbildung 3.16:** Experimentelle Realisierung eines photorefraktiven Neuigkeitsfilters. a: Experimenteller Aufbau zur Amplitudenkontrastmessung, BS: Strahlteiler, M: Spiegel, L: Linse, VF: variabler Filter, SA: Strahlaufweitung, PD: Photodiode. b: Typischer Output des photorefraktiven Neuigkeitsfilters, Intensität als Funktion der Zeit.

Dabei wird deutlich, dass die Theorie der gekoppelten Wellen das Verhalten eines photorefraktiven Neuigkeitsfilters durch Zweistrahlkopplung nicht vollständig beschreibt, da sie keine Angabe macht, dass für ein bestimmtes Strahlverhältnis der Amplitudenkontrast einen lokalen Maximalwert erreicht. Eine bessere Beschreibung erfolgt unter Verwendung des im Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Interferenzmodell. Anhand der Parameter  $\gamma L$  und  $\phi$  wird deutlich, dass bei einer kleineren Kopplungsstärke und eine Phasenverschiebung von ca.  $90^\circ$  zwischen Interferenz- und Brechungsindexgitter der Amplitudenkontrast den Verlauf des Modells der gekoppelten Wellen (gestrichene Kurve) zeigt. Dieser Vergleich ist der

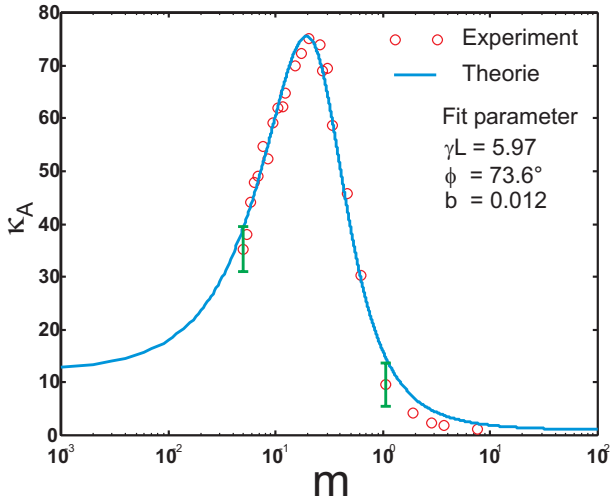


**Abbildung 3.17:** Amplitudenkontrast nach der Theorie der gekoppelten Wellen und experimentelle Ergebnisse. Das Modell der gekoppelten Wellen beschreibt den Phasenkontrast eines photorefraktiven Neuigkeitsfilter nicht. Die experimentelle Kurve zeigt ein lokales Maximum.



**Abbildung 3.18:** Amplitudenkontrast als Funktion des Intensitätsverhältnisses nach dem Modell nach dem Interferenzmodell für verschiedene Parameter  $\phi$  und  $\gamma L$ . Für  $\phi=81^\circ$  und  $\gamma L=8$  sind die experimentelle Kurve und die nach dem Interferenzmodell ähnlich.

Abbildung 3.18 zu entnehmen. Untersuchungen zur Ermittlung des Phasenshifts zwischen Interferenz- und Brechungsindexgitter bei Cudney et al. und Hofmeister et al. [58, 59] zeigten, dass dieser Phasenshift bei BaTiO<sub>3</sub> nicht genau  $\pi/2$  beträgt und Abweichungen zu erwarten sind. Bei einer Berechnung des Amplitudenkontrastes mit den Parametern  $\phi=81^\circ$  und bei einer starken Kopplung ( $\gamma L=8$ ), ist der Verlauf der Kurve dem der experimentellen Kurve ähnlich. Damit lässt sich die experimentelle Kurve mit dem Interferenzmodell gut beschreiben, wie Abbildung 3.19 zeigt. Desweiteren wurde zur Anpassung ein Korrekturfaktor eingeführt, der den Effekt des Beamfannings berücksichtigt. Die durchgezogene Linie ist ein Fit der Kurve mit Parametern wie die Phasenverschiebung  $\phi$  zwischen den Gittern, die Kopplungsstärke  $\gamma L$  und der Korrekturfaktor  $b$ . Die Realisierung eines photorefrak-



**Abbildung 3.19:** Amplitudenkontrast als Funktion des Strahlverhältnisses  $m$ . Die durchgezogene Linie wurde nach dem Interferenzmodell berechnet. Die Fit-Parameter sind  $\phi=73.6$  und  $\gamma L=5.97$ .  $b$  ist ein Korrekturfaktor für den Effekt des Beamfannings.

tiven Neuigkeitsfilters durch Zweistrahlkopplung erfordert somit ein optimales Verhältnis zwischen den Strahlintensitäten, um einen hohen Kontrast der detektierten Abweichungen zwischen zwei Eingangssignalen zu erhalten. Zu kleine oder sehr große Strahlverhältnisse (Referenz/Signal) bewirken ein Verschwinden des Kontrastes.

### Phasenkontrast

Verschiedene Konfigurationen mit photorefraktiven Materialien wurden zur Visualisierung von Phasenänderungen und Phasenobjekten schon vorgestellt. Brody et al. haben die selbstgepumpte Phasenkonjugation in einem BaTiO<sub>3</sub>-Kristall verwendet. Die unvollständige Unterdrückung einer Phasenänderung durch die Verschiebung einer Phasenplatte im Signalstrahl ermöglichte die Visualisierung von Phasenobjekten [60]. Ein als Neuigkeitsfilter verwendeter selbstgepumpter phasenkonjugierender Spiegel oder ein photorefraktiver Neuigkeitsfilter durch Beamfanning kann auch zur Messung von Phasenänderungen eingesetzt [61, 62, 63] werden. Die Konfiguration für einen photorefraktiven Neuigkeitsfilter durch Beamfanning ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Das Streulicht baut sich so langsam auf, bis der Strahl vollständig abgeschwächt ist. Beim Ausschalten des Strahls kann der Prozess nicht mehr aufgebaut werden. Der Neuigkeitsfilter durch Beamfanning kann deshalb keine Amplitudenänderung detektieren. Auch die Detektion der gesamten Phasenverschiebung der Wellenfront bei der selbstgepumpten Phasenkonjugation ist nicht möglich. Im Gegensatz dazu kann ein photorefraktiver Neuigkeitsfilter durch Zweistrahlkopplung

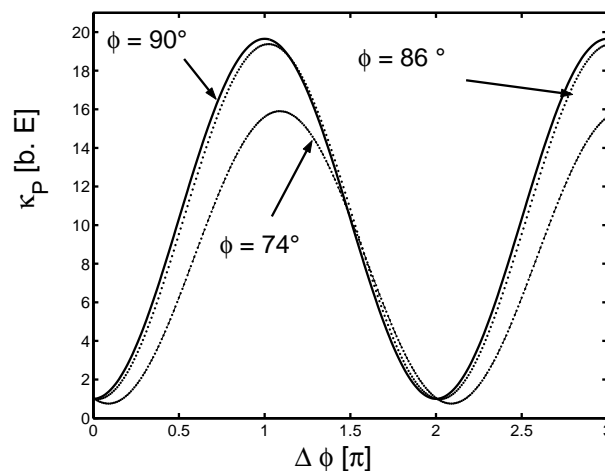
sowohl Phasen- als auch Amplitudenänderungen detektieren. Wie in Gleichung 3.5 für den Amplitudenkontrast angegeben, kann auch der Phasenkontrast durch das Verhältnis der Ausgangsintensitäten definiert werden, wenn das System eine Neuigkeit aufgrund einer Phasenänderung detektiert ( $I_N$ ) und wenn es sich dem neugeschriebenen Hologramm angepaßt hat ( $I_A$ ):

$$\kappa_P = \frac{I_N(Ein)}{I_A(Aus)} \quad (3.7)$$

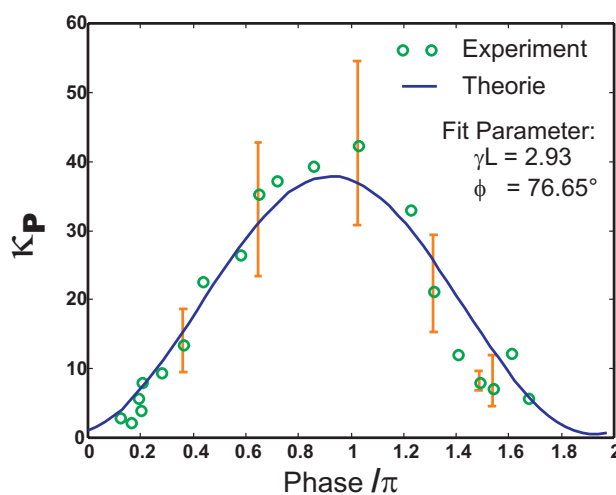
Ebenso wie für den Amplitudenkontrast, kann der Phasenkontrast mit dem Interferenzmodell wie folgt definiert werden [4]:

$$\kappa_P = \frac{1 - \eta + \frac{\eta}{m} + 2\sqrt{\frac{\eta}{m}(1 - \eta)} \sin \phi + \Delta\psi}{1 - \eta + \frac{\eta}{m} + 2\sqrt{\frac{\eta}{m}(1 - \eta)} \sin \phi} \quad (3.8)$$

$\Delta\psi$  ist die Phasenänderung im Signalstrahl,  $\phi$  die Phasendifferenz zwischen Intensitäts- und Brechungsindexgitter,  $m$  das Strahlverhältnis zwischen Referenz- und Signalstrahl und  $\eta$  die Beugungseffizienz. In Abbildung 3.20 ist der Phasenkontrast als Funktion der Phasenänderung für verschiedene Phasenverschiebungen zwischen Brechungsindex- und Interferenzgitter dargestellt. Dabei wird deutlich, dass der maximale Wert für  $\kappa_P$  nur bei einer Phasendifferenz zwischen Brechungsindex- und Intensitätsgitter von genau  $90^\circ$  erreicht werden kann. Dieser befindet sich bei einer Phasenänderung von  $\pi$ . Der Kontrast ist minimal, wenn  $\Delta\psi$  ist 0 oder  $2\pi$ . Abweichungen der Phasenverschiebung ( $\phi=86^\circ, 75^\circ$ ) resultieren in einer Verschiebung der Maxima bzw. Minima der Kurve. Die Realisierbarkeit der Phasendetektion mit einem photorefraktiven Neuigkeitsfilter wurde anhand des experimentellen Aufbaus in Abbildung 3.16a demonstriert. Dabei wird als Objekt ein Phasenelement im Signalstrahl verwendet. Der Einsatz einer planparallelen nematischen Flüssigkristallzelle (PNLC) erzeugt im Signalstrahl Phasenänderungen durch Anlegen einer externen Spannung. In diesem Experiment wird der stationäre Zustand des Systems durch jeweils bestimmte Phasenänderungen beim Anlegen von entsprechenden Spannungen an die Zelle zerstört. Diese Phasenänderungen werden vom System erkannt und entsprechend von der Photodiode in Form einer erhöhten Intensität detektiert. Abbildung 3.21 zeigt den Phasenkontrast als Funktion der Phasenänderung im Signalstrahl. Die durchgezogene Linie stellt eine mit der Gleichung 3.8 berechnete Kurve mit entsprechenden Parametern dar. Der maximale erreichbare Kontrast liegt bei 40. Bei den Experimenten wurde gegenüber Luftfluktuationen der gesamte Aufbau daher vollständig abgeschirmt. Damit der photorefraktive Neuigkeitsfilter exakt die tatsächlichen Phasenänderungen in einem Signal detektiert,

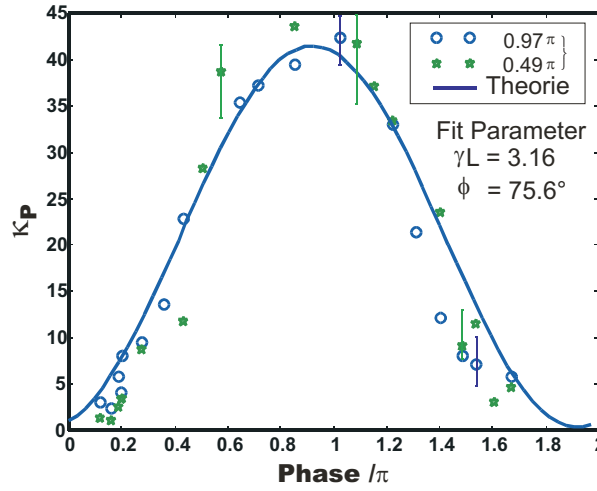


**Abbildung 3.20:** Phasenkontrast als Funktion der Phasenänderung für verschiedene Phasenverschiebungen zwischen Interferenz- und Brechungsindexgitter.



**Abbildung 3.21:** Phasenkontrast als Funktion der Phasenänderung

wurde zusätzlich eine Twisted-Nematic Flüssigkristallzelle (TNLC) eingebaut, um im System eine Hintergrundphase konstant zu halten. Bei zwei verschiedenen Hintergrundphasen ( $0.97\pi$  und  $0.49\pi$ ) wurde der Phasenkontrast als Funktion der Phasenänderung, induziert durch die planparallele Zelle, gemessen (Abbildung 3.22). Die Phasenänderungen liegen dabei zwischen 0 und  $2\pi$ . Eine einzige angefittete Kurve kann verwendet werden, um eine Anpassung der beiden Kurven für verschiedene Hintergrundphasen zu erreichen. Daraus folgt, dass die Einführung einer Hintergrundphase die Messung einer Phasenänderung mit



**Abbildung 3.22:** Phasenkontrast als Funktion der Phasenänderung bei zwei verschiedenen konstanten hintergrundphasen,  $0.97\pi$  und  $0.49\pi$ . Eine einzige Kurve kann verwendet werden um den Verlauf des Phasenkontrastes für die zwei Hintergrundphasen zu beschreiben.

einem photorefraktiven Neuigkeitsfilter nicht stört. Nur die tatsächlichen Änderungen werden vom System detektiert und angezeigt. Für den Parameter  $\phi$  wurde ein Wert von  $75.6^\circ$  eingesetzt. Für diese Phasenverschiebung zwischen Interferenz- und Brechungsindexgitter, fällt der Kontrast auf ca. 30% des maximalen Wertes ( $\phi = 90^\circ$ ). Außerdem verschwindet der Phasenkontrast nicht genau bei einer Phasenänderung von  $2\pi$ , wie zuvor gerechnet.

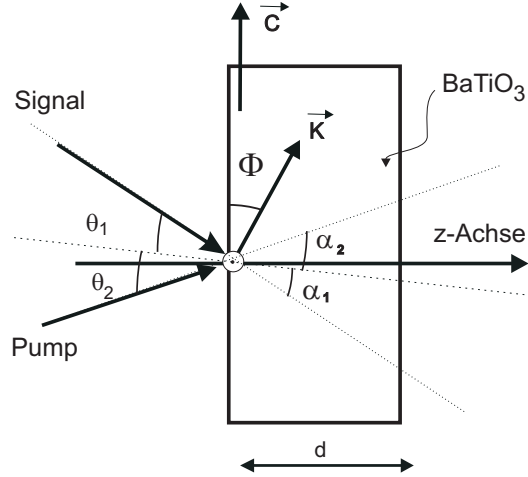
### 3.3.3 Neuigkeitsfilter und destruktive Interferenz

In der hier vorgestellten Konfiguration für einen Neuigkeitsfilter erscheint das zu detektierende Neuigkeitsereignis desto deutlicher, je besser der Energietransfer zwischen den Strahlen ist. Der Kontrast sowie der Energietransfer hängt vom Verhältnis zwischen den Strahlen ab. Ein optimales Strahlverhältnis ermöglicht, dass der Signalstrahl stark abgeschwächt wird. Ein Maß dafür, wie stark und effizient diese Abschwächung ist, kann durch  $\eta_{ab}$ , der Wirkungsgrad der destruktiven Interferenz, definiert werden:

$$\eta_{ab} = 100 \cdot \left[ 1 - \frac{I_S}{I_0} \right] \quad (3.9)$$

$I_S$  ist die Intensität des gebeugten Signalstrahls und  $I_0$  die transmittierte Intensität des selben Strahls, wenn der Pumpstrahl ausgeschaltet ist und kein Zweiwellenmischen

stattfindet. Die verwendete Konfiguration zur Ermittlung von  $\eta_{ab}$  als Funktion des Strahlverhältnisses ist in Abbildung 3.23 dargestellt. Für die gewählte Konfiguration kann der



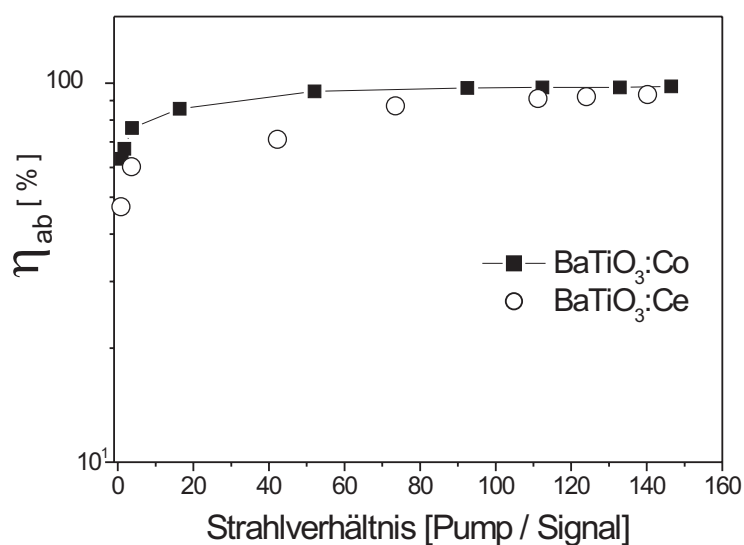
**Abbildung 3.23:** Zweiwellenmischung in einem photorefraktiven BaTiO<sub>3</sub>-Kristall:  $\mathbf{k}$  ist der Wellenvektor des Interferenzgitters,  $2\theta$  ist der Einfallswinkel,  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  sind die Winkel für die Strahlen zum Lot der Kristallfläche.  $\Phi$  ist der Winkel zwischen dem Wellenvektor  $\mathbf{K}$  und der  $\mathbf{c}$ -Achse des Kristalls.

effektive elektrooptische Koeffizient für außerordentlich polarisierte Strahlen wie folgt definiert werden [14]:

$$r_{eff} = \frac{1}{2} [r_{13} \cdot n_0^4 \cdot (\cos 2\theta - \cos 2\phi) + r_{33} \cdot n_e^4 \cdot (\cos 2\phi + \cos 2\theta) + r_{42} \cdot n_e^2 \cdot n_0^2 \cdot \sin^2 \phi] \cdot \cos \phi \quad (3.10)$$

$r_{ij}$  sind die Elemente des linearen elektrooptischen Tensor (Pockels-Koeffizienten) und  $\phi$  die Phasenverschiebung zwischen Interferenz- und Brechungsindexgitter.  $n_0$  und  $n_e$  sind entsprechend der ordentliche bzw. außerordentliche Brechungsindex für die verwendete Wellenlänge  $\lambda$ .  $\theta = (\alpha_1 + \alpha_2)/2$  und  $\Phi$  ist der Winkel vom  $\mathbf{K}$  zur Eintrittsfläche des Kristalls. Für BaTiO<sub>3</sub> bei  $\lambda = 532$  nm:  $n_0 = 2.488$ ,  $n_e = 2.424$  und  $r_{13} = 8$ ,  $r_{33} = 28$ ,  $r_{42} = 820$  in Einheiten von  $10^{-12}$  m/V. Der Strahl des Lasers wurde in einen Referenz- und einen Signalstrahl aufgeteilt. Der außerordentlich-polarisierte Signalstrahl wird durch eine Linse in den Kristall fokussiert und bildet gemeinsam mit dem Referenzstrahl Zweiwellenmischen. Mit dem hier verwendeten Aufbau wurde der Referenzstrahl verstärkt und der Signalstrahl abgeschwächt. Eine Photodiode nimmt die transmittierten bzw. abgebeuten Intensitäten auf. Zur Untersuchung standen zwei BaTiO<sub>3</sub> Kristalle zur Verfügung, ein Kobalt- bzw. ein

Ceriumdotierter Kristall mit den Abmessungen  $0.7 \times 0.5 \times 0.4 \text{ cm}^3$  bzw.  $0.4 \times 0.4 \times 0.2 \text{ cm}^3$ .  $r_{42}$  ist für einen  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall der größte elektrooptische Koeffizient. Um eine starke Abschwächung des Signalstrahls zu erreichen, muss die Kopplung für große Einfallswinkel realisiert werden. Der Winkel zwischen den Strahlen beim Eintritt in den Kristall ist  $33^\circ$  und die Orientation des Kristalls (**c**-Achse) zum Signalstrahl ist  $46^\circ$ . Durch zwei variable Abschwächer werden verschiedene Verhältnisse zwischen den beiden Strahlintensitäten eingestellt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.24 zu entnehmen. Ein Wirkungsgrad von mehr als 90% für die Abschwächung kann für beide Kristalle erreicht werden und bleibt für höhere Verhältnisse erhalten. Mit beiden Kristallen kann ein effizienter Energietransfer zwischen den schreibenden Strahlen erreicht werden. Jedoch wurde zur Realisierung eines photorefraktiven Neuigkeitsfilters durch Zweistrahlkopplung der  $\text{BaTiO}_3\text{:Co}$ -Kristall verwendet. Der Maximalwert von 98% kann bei diesem Kristall bei schon kleineren Strahlverhältnissen (Pump/Signal) erreicht werden.



**Abbildung 3.24:**  $\eta_{ab}$  als Funktion des Strahlverhältnis. Über zwei Dekaden zeigen beide Kristalle einen guten Wirkungsgrad für die destruktive Interferenz bei Überlagerung zweier Strahlen

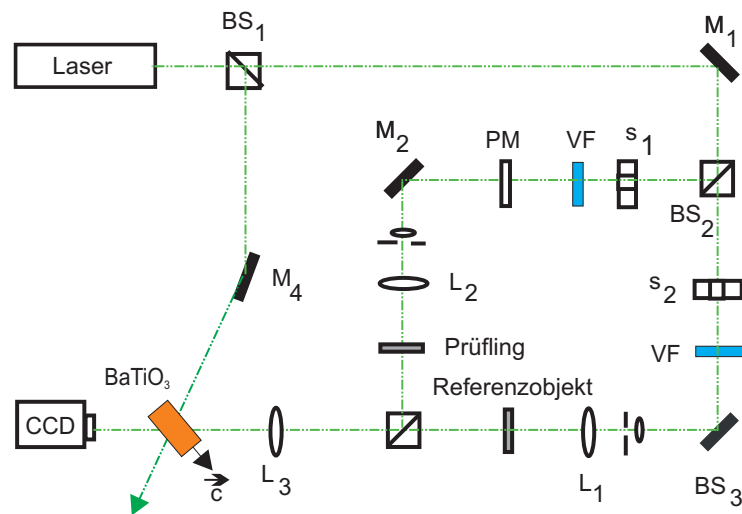


## 3.4 Ein photorefraktiver Neuigkeitsfilter in der Sichtprüfung technischer Objekte

Beim Einsatz eines photorefraktiven Neuigkeitsfilters für den Objektvergleich werden die Bildinformationen der zu vergleichenden Objekte nacheinander in einem photorefraktiven BaTiO<sub>3</sub>-Kristall überlagert und bilden dort mit einem Referenzstrahl Zweiwellenmischen. Die Konfiguration mit zwei Bildarmen wurde von Sedlatschek et al. und Müller vorgestellt [4, 64]. Wird zunächst das Eingangsbild über einen Zeitraum, der größer ist als die Zeitkonstante  $\tau$  des Neuigkeitsfilters, unverändert gelassen, so wird dessen Bildinformation im photorefraktiven Kristall gespeichert. Bei Präsentation eines neuen Bildes zeigt der Neuigkeitsfilter an seinem Ausgang die Differenz des aktuellen Bildes zu dem zuvor gespeicherten Bild. Bildanteile des neuen Objektes, die dem zuvor als Hologramm gespeicherten Objekt entsprechen, werden abgelenkt. Anteile, die abweichen, durchlaufen den Kristall und werden am Ausgang angezeigt. Der Prozeß verläuft kontinuierlich so, dass keine Diskretisierung der Antwortfunktion vorliegt. Somit ist auch die Detektion und Visualisierung von kontinuierlichen Vorgängen möglich [65, 66, 67]. Die Taktrate bei mehreren aufeinander folgenden Prüfungen verschiedener Objekte hängt nicht von der Art des Unterschieds in den Bildern ab, sondern wird von der Zeitkonstante des Materials bestimmt.

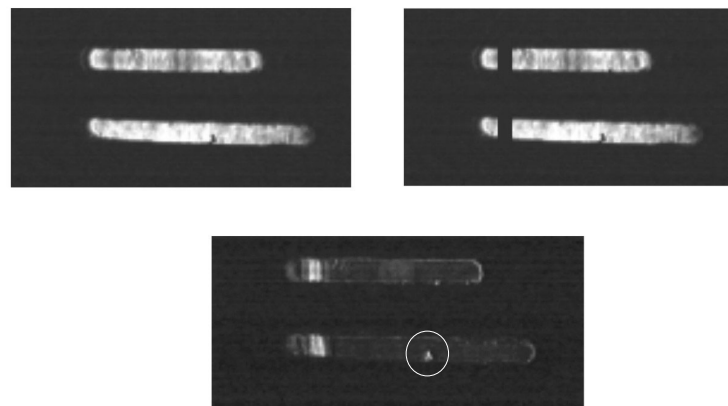
### 3.4.1 Neuigkeitsfilterung und Objektvergleich

Der experimentelle Aufbau zur Realisierung eines optischen Sichtprüfungssystems für technische Objekte auf der Basis eines photorefraktiven Neuigkeitsfilters ist in Abbildung 3.25 dargestellt. Der Strahl aus einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser wird in einen Referenzstrahl und zwei Signalstrahlen aufgespalten. Die zwei Signalstrahlen werden aufgeweitet und beleuchten zwei Objekte (Referenz- und Prüfobjekt). Jeder informationstragende Signalstrahl stellt einen sogenannten Bildarm vor. Durch die Ansteuerung von zwei Shuttern werden die Bildinformationen dem Kristall alternativ präsentiert. In dieser Konfiguration wird zuerst die erste Bildinformation in den Kristall eingestrahlt und als Hologramm gespeichert. Anschließend wird dem Kristall, nach einer Zeit, die größer ist als die Zeitkonstante (ca. 1s) des Kristalls, die zweite Bildinformation präsentiert. Am Ausgang des Neuigkeitsfilters liegen stets zwei überlagerte Bilder vor: das Bild, das durch die Rekonstruktion



**Abbildung 3.25:** Experimenteller Aufbau zum Objektvergleich mit zwei Bildarmen. M: Spiegel, BS: Strahlteiler, L: Linse, PH: Pinhole, VF: variabler Filter, S: Shutter

des Hologramms durch den Referenzstrahl zustande kommt, sowie das reale und aktuelle Bild, das den Kristall durchläuft. Mit dem variablen Filter bzw. einem Phasenmodulator werden die Intensitäten und Phasen so abgestimmt, dass die zwei Objektstrahlen die gleiche Amplitude und eine Phasendifferenz von  $\pi$  zueinander aufweisen und somit destruktiv interferieren. Bei einer Änderung im Eingangsbild ändert sich die aktuelle transmittierte

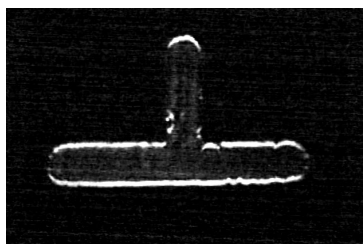


**Abbildung 3.26:** Ergebnisse eines Objektvergleichs bei dem ein Teil des Objekts vor dem Vergleich abgedeckt wurde. Das untere Bild zeigt das Differenzbild der beiden oberen Bilder. Abweichungen zwischen beiden Bildern sind als Helligkeit angezeigt.

Bildinformation, wobei die als Hologramm rekonstruierte zunächst, aufgrund der Zeitkonstante des Kristalls, unverändert bleibt. Bildanteile des aktuellen Bildes, die sich vom ersten Bild (Hologramm) unterscheiden, durchlaufen das eingeschriebene Hologramm ohne abgelenkt zu werden und erscheinen als Helligkeit am Ausgang. Bildanteile, die dem Hologramm entsprechen werden in Richtung des Referenzstrahls abgelenkt und somit nicht transmittiert. Abbildung 3.26 zeigt den Vergleich für ein Objekt das vor einem Vergleich teilweise abgedeckt wurde. Das Differenzbild wurde von einer CCD-Kamera aufgenommen. Die Abweichungen zwischen den Objekten werden als Helligkeit angezeigt. Die markierte Stelle auf dem unterem Bild ist in der Tat keine Abweichung zwischen den beiden oberen Bildern, wird jedoch angezeigt. Grund dafür ist eine minimale Verschiebung des Objektes, die beim Abdecken eines Teils des Objektes vor der Durchführung eines Vergleichs, aufgetreten ist. Das System reagiert damit auf Verschiebungen, die als Defekte am Objekt detektiert werden.

### 3.4.2 Neuigkeitsfilterung und Bewegungsdetektion

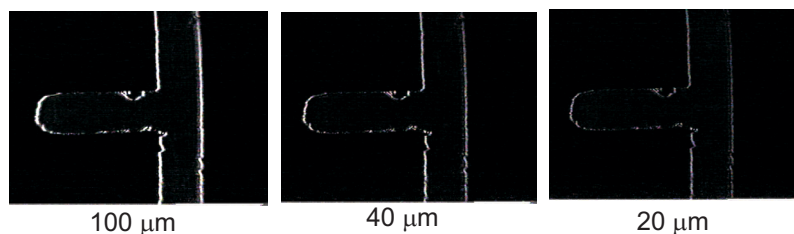
Aufbauend auf dem Experiment im letzten Abschnitt wurde die relative Verschiebung eines Objekts aus einer definierten Position detektiert und angezeigt. Dabei wurde zuerst das Objekt bei einer definierten Position als Hologramm im photorefraktiven Kristall gespeichert. Anschließend wurde das Objekt mittels eines Verschiebetisches von seiner initialen Position verschoben und der Vergleich durchgeführt. Einige experimentelle Ergebnisse sind in Abbildungen 3.27 und 3.28 dargestellt. Die relative Verschiebung eines Objekts von



**Abbildung 3.27:** Vertikale Verschiebung eines Objektes von seiner initialen Position. Die relative Verschiebung beträgt  $200\ \mu\text{m}$

seiner ursprünglichen Position entspricht einer neuen Bildinformation und kann detektiert werden. Zur genauen Untersuchung der Auflösungsgrenze erfolgt die Verschiebung durch

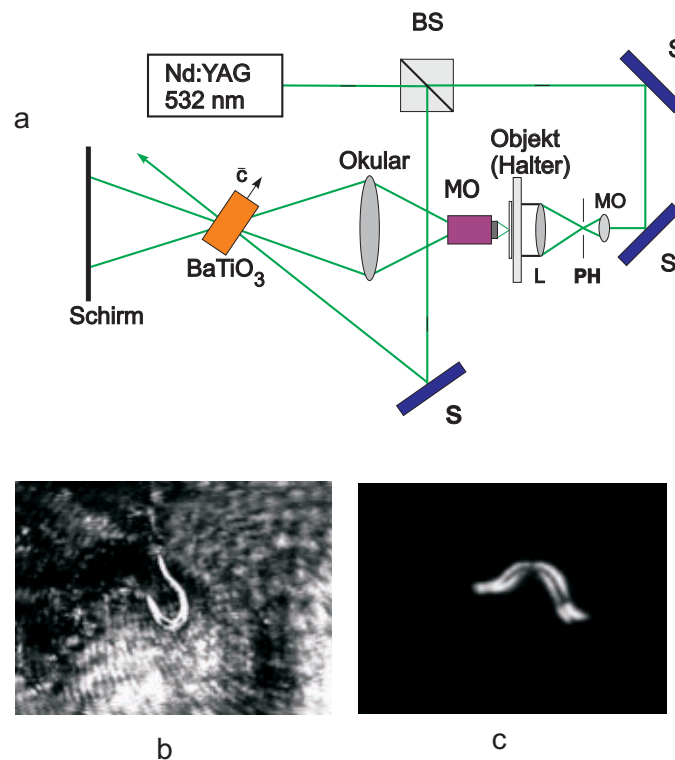
einen computergesteuerten XY-Verschiebetisch. Die Ergebnisse zeigen Abweichungen bei einer vertikalen bzw. horizontalen Verschiebung eines Objektes von seiner initialen Position. Abweichungen bis zu  $20\text{ }\mu\text{m}$  bei einer Genauigkeit der Verschiebung von  $\pm 1\text{ }\mu\text{m}$  wurden detektiert. Die verwendeten Objekte sind Transmissionsobjekte.



**Abbildung 3.28:** Verschiebung eines Objektes von seiner initialen Position. Die hellen Stellen zeigen die detektierten Verschiebungen. Die kleinste noch detektierbare Verschiebung beträgt  $20\text{ }\mu\text{m}$ .

### 3.4.3 Eine weitere Anwendung: Bewegungsdetektierendes Mikroskop

Aus dem Prinzip der Neuigkeitsfilterung durch Strahlkopplung wurden bereits weitere Anwendungen realisiert: die Visualisierung von Strömungen, von Moden eines Lautsprechers, sowie ein bewegungsdetektierendes Mikroskop [66]. Der experimentelle Aufbau des Mikroskops ist in Abbildung 3.29a dargestellt. Der Signalstrahl beleuchtet einen Objektträger und wird nach einer Mikroskopanordnung mit dem Referenzstrahl in den  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall eingekoppelt. Durch Neuigkeitsfilterung werden die sich nicht ändernden Anteile herausgefiltert. Wie leistungsfähig diese Anwendung ist, zeigen die Abbildungen 3.29b und 3.29c. Unten links ist das Bild eines einfachen Mikroskops dargestellt und rechts das Bild nach der Neuigkeitsfilterung. Alle statischen Anteile des Bildes werden herausgefiltert. Somit kann die Bewegung eines kleinen Mikroorganismus zu festen Zeitpunkten deutlich sichtbar gemacht werden. Das bewegungsdetektierendes Mikroskop kann in der Biologie zur Untersuchung der Reaktionszeit von Mikroorganismen Anwendung finden.



**Abbildung 3.29:** Bewegungsdetektierendes Mikroskop. a: der experimentelle Aufbau, BS: Strahlteiler, MO: Mikroskopobjektiv, S: Spiegel; b: das Bild eines Mikroskops ohne Neuigkeitsfilterung, c: Ergebnis nach der Neuigkeitsfilterung. Nur sich bewegende Bildanteile (hier vom einem Wurm) werden detektiert.

## Diskussion

Die detektierten Fehler zwischen den Objekten sind entweder Fehlpositionierungen oder tatsächliche Abweichungen zwischen den Objekten in ihrem Herstellungsprozeß. Eine Fehlpositionierung eines Objektes wird auf gleiche Weise detektiert wie ein Defekt oder eine Abweichung zwischen zwei Objekten. Deshalb erfordert die Realisierung eines optischen Sichtprüfungssystems zum Objektvergleich auf der Basis von Zweistrahlkopplung in einem photorefraktiven BaTiO<sub>3</sub>-Kristall eine exakte und robuste, automatisierte Positioniereinheit. Durch eine solche Einheit kann auch das transversale Auflösungsvermögen des Systems gesteigert werden. Der Einsatz eines optischen Korrelators ermöglicht die Realisierung eines reinen optischen Sichtprüfungssystems. Die Vorteile eines solchen Korrelators zur Realisierung einer Positioniereinheit werden in Kapitel 4 demonstriert und vorgestellt.



## Kapitel 4

# Objektpositionierung durch optische Korrelation

*Die Problematik der Fehlpositionierung von Prüfobjekten, die vom System als Defekt am Objekt erkannt wird, wird durch die Ergänzung des Systems um eine automatisierte Positioniereinheit auf Basis eines optischen Korrelators behoben. Da die Amplitude des Signals des Korrelators Aufschluß über die Abweichungen zweier Objekte gibt, liefert die hier realisierte automatisierte Positionierung eine leistungsfähige Methode, um nicht nur die Testobjekte exakt zu positionieren sondern auch als die erste Stufe eines Objektvergleichs eingesetzt zu werden. Theoretische Betrachtungen sowie experimentelle Ergebnisse für den VanderLugt Korrelator werden vorgestellt. Anschließend wird der Korrelator in das System zum Objektvergleich als Positioniereinheit integriert. Mustererkennungsaufgaben sind auch Gegenstand dieses Kapitels.*

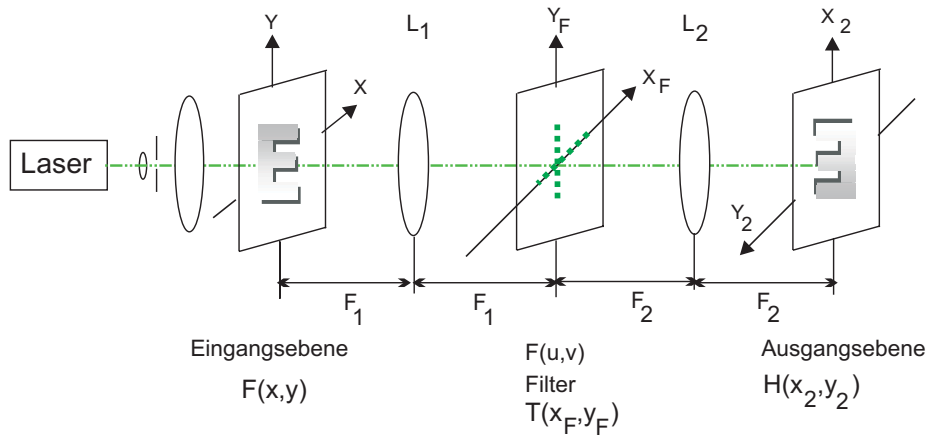
### 4.1 Grundlagen

Holographische Methoden zur Korrelation von Signalen und Bildern sind in der optischen Datenverarbeitung sehr attraktiv, weil optische Elemente und Filter komplexe mathematische Funktionen oder Operationen parallel durchführen können. Grundlage für die optische Datenverarbeitung sind die Transformationseigenschaften optischer Komponenten. Eine einfache Linse kann z.B. mit Lichtgeschwindigkeit die räumliche Fouriertransformation ei-

nes Bildes durchführen. Die Grundlage für viele optische Datenverarbeitungsmethoden ist die optische Raumfrequenzfilterung. Dabei ermöglicht eine Fouriertransformation die Verbindung eines Zeitsignals  $u(t)$  mit seiner komplexen Spektralfunktion  $U(v)$ , die eine Angabe über den Frequenzgehalt des Signals gibt. Da analog zu einem Zeitsignal, durch Eingriff in das Spektrum einer zweidimensionalen Funktion  $u(x,y)$ , eine Filterung durchgeführt werden kann, stellt die Fouriertransformation eine wichtige Funktion für die Realisierung von optischen Korrelatoren dar.

#### 4.1.1 Fouriertransformation

Das Prinzip eines optischen Korrelators ist in Abbildung 4.1 dargestellt. In der Fourier-Ebene der Linse  $L_1$  ist die Amplitudenmodulation des Eingangsbildes durch die Fouriertransformation  $\mathbf{F}$  des Eingangssignals gegeben. Die Fouriertransformation bzw. das Fre-



**Abbildung 4.1:** Grundprinzip eines optischen Korrelators. Das Prinzip basiert auf einer zweifachen Fouriertransformation mit den Linsen  $L_1$  und  $L_2$ . Das Ergebnis in der Ausgabebene ist ein invertiertes Bild.  $T(x_f, y_f)$  ist die Transferfunktion eines Filters in der Brennebene der Linse  $L_1$ .

quenzspektrum einer komplexen Funktion  $f(x,y)$ , die ein zweidimensionales Bild darstellt, mit zwei unabhängigen Variablen  $x$  und  $y$  ist definiert durch [68]:

$$\mathbf{F}f(x, y) = F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \cdot e^{-j2\pi(u \cdot x + v \cdot y)} \cdot dx dy \quad (4.1)$$

$j^2 = -1$ . Mit der Eulerschen Formel kann die exponentielle Funktion als eine Summe von cos- bzw. sin-Funktionen geschrieben werden:  $\exp(-j \cdot 2\pi u x) = \cos(2\pi u x) - j \cdot \sin(2\pi u x)$ .



Die Gleichung für die Fouriertransformation kann somit als eine Summe von diskreten Termen geschrieben werden und  $F(u)$  als eine Summe unendlicher cos- und sin-Terme.  $u$  und  $v$  sind die Frequenzen und können wie folgt geschrieben werden:

$$u = \frac{x_f}{\lambda f_1} \quad v = \frac{y_f}{\lambda f_1} \quad (4.2)$$

$\lambda$  ist die verwendete Lichtwellenlänge und  $f_1$  die Brennweite der Linse  $L_1$ .  $(x_f, y_f)$  sind die räumlichen Koordinaten in der hinteren Brennweite der Linse  $L_1$  und die Intensitätsverteilung  $|F(u, v)|^2$  wird als Leistungsspektrum bezeichnet.

Nach der Linse  $L_2$  ist die Amplitudenverteilung gegeben durch

$$H(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) \cdot e^{-i2\pi(u \cdot x_2 + v \cdot y_2)} \cdot dudv \quad (4.3)$$

Ist  $T(x_f, y_f)$  die Transferfunktion eines Raumfrequenzfilters in der Fourier-Ebene der Linse  $L_1$ , so ist die Amplitudenmodulation direkt nach dem Filter gegeben durch:

$$H(x_f, y_f) = F(u, v)T(x_f, y_f) \quad (4.4)$$

Die zweite Linse  $L_2$  liefert die Fouriertransformation von  $H(x_f, y_f)$  und es gilt:

$$H(x_2, y_2) = \mathbf{F}^{-1} H(u', v') \quad (4.5)$$

Die Variablen  $u'$  und  $v'$  sind gegeben durch:

$$u' = \frac{x_f}{\lambda f_2} = \frac{u}{M} \quad v' = \frac{y_f}{\lambda f_2} = \frac{v}{M} \quad (4.6)$$

$\mathbf{F}$  und  $\mathbf{F}^{-1}$  stellen die Fourier- bzw. inverse Fouriertransformation dar.  $M = f_2/f_1$  ist ein Maß für die Vergrößerung des Objektes. Das Ergebnis der zweifachen Fouriertransformation ist ein invertiertes Bild  $H(x_2, y_2)$  mit der Vergrößerung  $M$ . Diese Konfiguration, bekannt als 4F-Korrelator (Abstand von Ein- zur Ausgabeebene ist 4 Brennweiten,  $2f_1 + 2f_2$ ), ist einer der am häufigsten verwendeten optischen Korrelatoren. Ist der verwendete Filter ein Amplitudenfilter, ein Phasenfilter oder ein Hologramm, hängt die Ausgangsintensität von der Antwortfunktion des Filters bzw. des Hologramms ab.

Die 2-D-Fouriertransformation kann als eine Zerlegung einer Funktion in eine Linearkombination von elementaren Funktionen der Form  $\exp[j2\pi(ux + uy)]$  angesehen werden und zeigt eine Fülle von interessanten Eigenschaften.

### 4.1.2 Optische Korrelation

Eine der wichtigsten Eigenschaften der 2-D-Fouriertransformation ist die Konvolution bzw. Korrelation zweier Funktionen. Gegeben seien zwei Funktionen  $g(x,y)$  und  $f(x,y)$ .  $G(u,v)$  und  $F(u,v)$  sind ihre Fouriertransformierten. Die 2-dimensionale Kreuzkorrelation von  $g(x,y)$  und  $f(x,y)$  ist gegeben durch [68]:

$$\begin{aligned} H(u, v) &= g(x, y) \otimes f(x, y) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) g^*(x' - x, y' - y) dx dy \end{aligned} \quad (4.7)$$

Diese Transformation kann optisch realisiert werden.  $(x,y)$  stellen die räumlichen Koordinaten dar und  $(u,v)$  ihre Fouriertransformierten.

Die Korrelationsanalyse ist ein Maß zwei Funktionen  $g(x,y)$  und  $f(x,y)$  im Hinblick auf den Grad der Ähnlichkeit, unter ihnen zu vergleichen. Die Fouriertransformation der Kreuzkorrelation Funktion  $H(u,v)$  ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(H(u, v)) &= \mathbf{F} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x', y') g^*(x' - u, y' - u) dx dy \right] \\ &= F(u, v) \cdot G^*(u, v) \end{aligned} \quad (4.8)$$

Die Fouriertransformation der Kreuzkorrelation zweier Funktionen ergibt somit die Multiplikation ihrer komplexen Feldamplituden [69]. Daraus folgt:

$$g(x, y) \otimes f(x, y) = \mathbf{F}^{-1}[F(u, v)G^*(u, v)] \quad (4.9)$$

Die 2-dimensionale Korrelation von zwei Bildern kann somit aus der Fouriertransformation des Produktes von  $F(u,v)$  und  $G^*(u,v)$  erhalten werden. Diese Korrelationstechnik ist durch die Verwendung des oben beschriebenen 4F-Korrelators effizient, optisch leicht realisierbar und ermöglicht den Verzicht auf komplexe mathematische Algorithmen, die in der digitalen Datenverarbeitung notwendig sind.

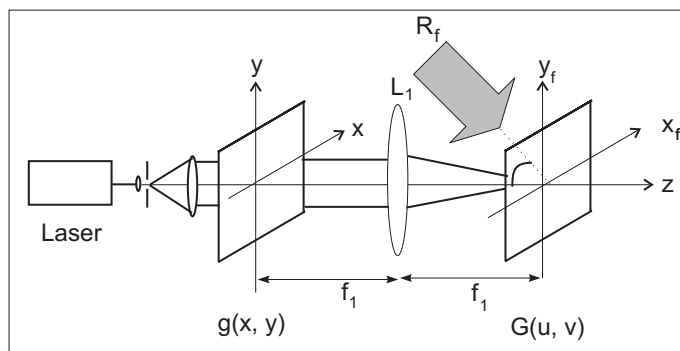
Wird ein Raumfrequenzfilter mit der Transferfunktion proportional zu  $G^*(u,v)$  in der Brennebene der Linse  $L_1$  (Abbildung 4.1) eingesetzt, so ist die Amplitudenmodulation hinter der Linse  $L_1$  proportional zu  $G^*(u,v) \cdot F(u,v)$ . Die Rücktransformation erfolgt durch die Linse  $L_2$ .

### 4.1.3 VanderLugt Korrelator

In der im Abschnitt 4.1.1 dargestellten Konfiguration, wird durch die Transformation des Filters, das Raumfrequenzspektrum eines Signals modifiziert, um eine optische Operation auszuführen. Das am häufigsten verwendete Material zur Realisierung von Filtern war die photographische Schicht. Dieses Material besitzt jedoch einen kleinen ausnutzbaren linearen Schwärzungsbereich und kann sich an komplexen Transmissionen nicht anpassen. Verschiedene Lösungsansätze für synthetische Raumfrequenzfilter wurden schon vorgestellt [70, 71]. Die Einführung von computer-generierten Hologrammen (CGH) ermöglicht die Herstellung von angepaßten Filtern für komplexe mathematische Funktionen [72, 73]. Jedoch werden die CGH auf photographische Filme geschrieben. Ihre Implementation in Echtzeit-Anwendungen wird damit erschwert. Im Jahr 1964 schlug deshalb A. VanderLugt eine einfache und elegante Methode für einen optischen Korrelator vor [5]. Statt der komplexen Funktion  $G^*(u,v)$ , wird ein Hologramm mit der Fouriertransformierten der Inputszene und einem off-axis Referenzstrahl (eine ebene Welle) aufgenommen. Als Speichermaterial für das Hologramm kann auch hier ein photorefraktiver Kristall verwendet werden. Ein angepaßter Filter mit der Transferfunktion  $G^*(u,v)$  wird durch die Überlagerung des Fouriertransformierten des Eingangsbildes  $f(x,y)$  und eine off-axis ebene Referenzwelle  $R_f = R_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$  (Abbildung 4.2) realisiert. In der hinteren Brennebene der Linse  $L_1$  ist somit die Intensität proportional zu

$$\begin{aligned} T(u, v) &= c \cdot |R_0 \cdot \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) + G(u, v)|^2 \\ &= c \cdot |R_0|^2 + c \cdot |G(u, v)|^2 + c \cdot R_0^* G(u, v) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \\ &\quad + c \cdot R_0 \cdot G^*(u, v) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (4.10)$$

$R_0$  ist die Amplitude des Referenzstrahls und  $c$  ist ein Normierungsfaktor.  $\mathbf{k}$  ist der Wellenvektor des Referenzstrahls. Der letzte Term liefert die gewünschte Filterfunktion. Wird die somit realisierte Maske in der Brennebene der Linse  $L_1$  in Abbildung 4.1 eingesetzt, so liefern die drei Terme drei unterschiedliche Komponenten nach dem Filter. Der erste Term ist  $c \cdot F(u,v)[R_0^2 + |G(u,v)|^2]$ . Seine Fouriertransformation liegt zentriert in der Brennebene der Linse  $L_2$ . Der zweite Term ist  $c \cdot R_0^* F(u,v) G(u,v) \cdot \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ . Seine inverse Fouriertransformation liefert die zweidimensionale Konvolution (Faltung) von  $f(x,y)$  und  $g(x,y)$ . Der letzte Term  $c \cdot R_0 F(u,v) G^*(u,v) \cdot \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$  liefert die zweidimensionalen Kreuzkorrelation der Funktionen  $f(x,y)$  und  $g(x,y)$ .  $f(x,y) = g(x,y)$  ergibt die Autokorrelation. Bei geeigneter Wahl des Einfallswinkels können die drei Terme am Ausgang getrennt werden.

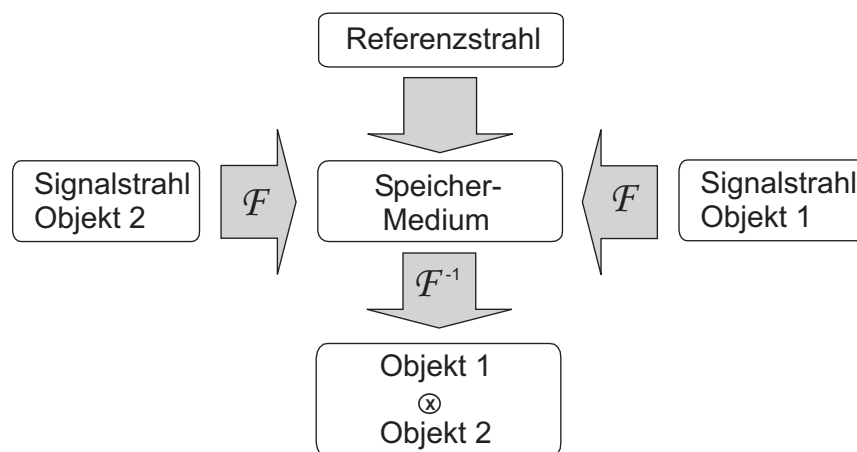


**Abbildung 4.2:** Holographische Speicherung eines angepassten Filters durch Überlagerung eines Eingangssignals  $g(x,y)$  und einer Referenzwelle  $R_f$ .  $G(u,v)$  ist die Fouriertransformation von  $g(x,y)$  durch die Linse  $L_1$ .

#### 4.1.4 Photorefraktiver Korrelator

Photorefraktive Materialien haben in den letzten Jahren an Bedeutung gewonnen und spielen in Aufgaben der optischen Mustererkennung durch Korrelationstechniken eine wesentliche Rolle [74, 75, 76, 77].

In Abbildung 4.3 ist das Blockdiagramm für die Realisierung eines optischen Korrelators mit photorefraktiven Materialien als Speichermedium dargestellt. Dabei sind zwei Konfigurationen möglich: Der Joint-Transform- und der VanderLugt Korrelator. Beide Methoden basieren auf der Aufnahme eines Hologramms durch Überlagerung von zwei Strahlen. Werden die Fouriertransformierten von zwei Objektstrahlen zur Speicherung des Holo-



**Abbildung 4.3:** Blockdiagramm für VanderLugt und Joint-Transform Korrelator.  $F$ : Fouriertransformation (FT),  $F^{-1}$ : inverse FT

gramms verwendet, spricht man von einem Joint-Transform-Korrelator [78, 79]. Die Rekon-

struktion des Hologramms erfolgt mit einer ebenen Welle. Die VanderLugt-Konfiguration besteht darin, das Hologramm mit der Fouriertransformierten eines Referenzobjekts und einer ebenen Welle zu speichern. Die Rekonstruktion erfolgt mit der Fouriertransformierten des Testobjektes.

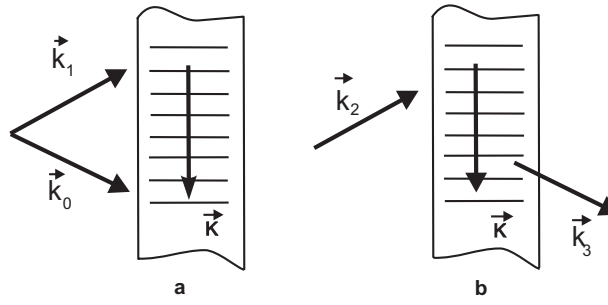
Für die Aufgabenstellungen in dieser Arbeit ist die VanderLugt-Konfiguration zur Realisierung einer optischen automatisierten Positioniereinheit besonders geeignet, da Objekte auf ihre Übereinstimmung geprüft werden sollen. Dabei hängt die Geschwindigkeit, mit der ein Testbild dem Korrelator präsentiert wird, von der Geschwindigkeit des photorefraktiven Materials ab [77, 80]. Das Medium zur Aufnahme der Filterfunktion ist dabei ein photorefraktiver  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall. In einem solchen dynamischen holographischen Speichermedium wird ein Volumen hologramm gespeichert, das durch die Interferenz von der Fouriertransformierten eines Signals und einem Referenzstrahl, eine ebene Welle, entsteht. Wenn der sogenannte *matched filter* von der Fouriertransformierten eines anderen Signal ausgelesen wird, ist  $F(u,v) \cdot G^*(u,v)$  proportional der Intensität des gebeugten Strahls. Eine Linse kann verwendet werden, um durch eine weitere Fouriertransformation die zweidimensionalen Kreuzkorrelation beider Signale zu bekommen.

Der VanderLugt Korrelator mit photorefraktiven Speichermedien wurde schon vorgestellt [77, 80, 81, 82]. Die Fouriertransformierte des Eingangsbildes wird mit einer Filterfunktion multipliziert und anschließend invers fouriertransformiert, um die Korrelation zwischen einem Referenzobjekt und einem Eingangsbild zu erhalten. Ein inhärentes Problem bei photorefraktiven Korrelatoren ist jedoch die Reduzierung der Shift-Invarianz. Dies resultiert aus der Bragg-Selektivität von Volumen hologrammen. Die Beugung unter der Bragg-Bedingung für Volumen hologramme kann anhand eines Vektordiagramms (Abbildung 4.4) erläutert werden. Für die Bragg-Begrenzung in photorefraktiven Kristallen ist der räumliche Vektor  $\mathbf{K}$  des gespeicherten Brechungsindexgitters durch  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$  gegeben, wobei  $\mathbf{k}_0$  und  $\mathbf{k}_1$  die Wellenvektoren der Strahlen beim Schreiben sind. Wird das gespeicherte Hologramm von einem Strahl mit dem Wellenvektor  $\mathbf{k}_2$  ausgelesen, so ist  $\mathbf{k}_3$  der gebeugte Wellenvektor. Der optische Wegunterschied (OPD) des gebeugten Strahles ist gegeben durch [83]:

$$OPD = \mathbf{K} \cdot \mathbf{r} - (\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_2) = \Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}, \quad (4.11)$$

wobei  $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3$ .

$\mathbf{r}$  ist der Wegvektor zwischen zwei Punkten im Speichermedium und  $\Delta \mathbf{k}$  der Dephasing-



**Abbildung 4.4:** Vektordiagramm für die Speicherung bzw. das Auslesen eines Hologramms.

Vektor, der der Bragg-Begrenzung entspricht. Für  $\Delta \mathbf{k} \neq 0$ , paßt sich der auslesende Strahl dem Strahl zum Schreiben des Hologramms nicht an. Der Referenzstrahl wird nur teilweise oder nicht rekonstruiert. Für  $\Delta \mathbf{k} = 0$  wird der Referenzstrahl vollständig rekonstruiert. Die Feldamplitude des abgebeugten Strahls kann als Funktion des Wellenvektors geschrieben werden [83]:

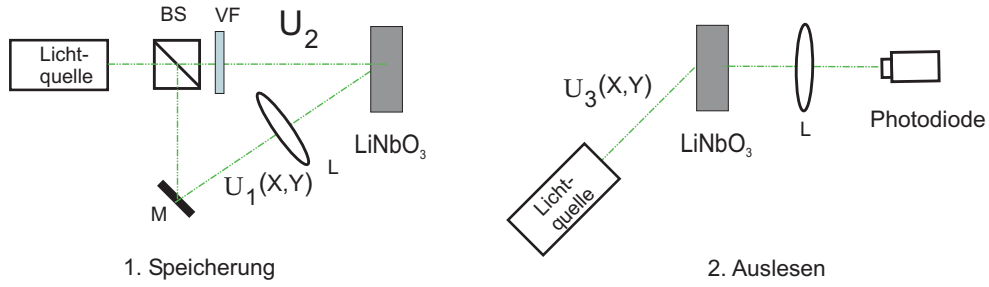
$$A(\mathbf{k}_3) = \int_V \exp(i\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (4.12)$$

Dabei wird eine schwache Beugung angenommen, weshalb mehrfache Beugung vernachlässigt werden kann. Die Integration schließt hierbei das ganze Volumen des Kristalls ein.

## 4.2 Numerische Berechnungen

In Abbildung 4.5 ist schematisch die Realisierung eines photorefraktiven Korrelators dargestellt. Als Medium wird ein photorefraktives  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall verwendet.  $u_1(x,y)$  und  $u_3(x,y)$  sind Feldamplituden von zwei Eingangsbildern und  $U_1(x',y')$  und  $U_3(x',y')$  ihre Fouriertransformierten. Im stationären Zustand wird eine schwache Kopplung zwischen den Strahlen angenommen. Der Energietransfer zwischen den Strahlen kann vernachlässigt werden, was beim  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall beispielsweise eintritt. Die Feldamplituden von einem Signalstrahl  $U_1(x',y')$  und einem Referenzstrahl  $U_2(x',y')$  interferieren in dem photorefraktiven Material und bilden ein Phasengitter mit einer komplexen Indexmodulation, die gegeben ist durch [74]:

$$m(x', y', z) = \frac{2U_1^*(x', y') \exp(\frac{-az}{2}) U_2(x', y') \exp(\frac{-az}{2})}{I_0(x', y', z)} \quad (4.13)$$



**Abbildung 4.5:** Skizze eines photorefraktiven Korrelators.  $u_1$ ,  $u_2$  sind die Objektstrahlen und  $U_2$  der Referenzstrahl. 1: Speicherung der Fouriertransformierten des Referenzobjektes, 2: Das Auslesen mit der Fouriertransformierten des Testobjektes. L: Linse, VF: variabler Filter, BS: Strahlteiler

$I_0 = |U_1|^2 \exp(-\alpha z) + |U_2|^2 \exp(-\alpha z)$ .  $\alpha$  ist der Absorptionskoeffizient des Materials für die gewählte Wellenlänge,  $d$  ist die Dicke des Materials und  $z$  die Propagationsrichtung. Die Wellenlänge wird so gewählt, dass sie mit dem Bereich der maximalen Sensitivität des photorefraktiven Materials übereinstimmt ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ). Die Strahlen sind kohärent und die Absorption wird vernachlässigt. Die Gleichung 4.13 kann vereinfacht werden:

$$m(x', y') = \frac{2U_1^*(x', y')U_2}{|U_1(x', y')|^2 + I_2} \quad (4.14)$$

Eine ebene Welle, die sich in Richtung der optischen Achse ausbreitet, hat in der Ebene  $z=0$  eine konstante Amplitude. Das Fourierintegral entspricht, bis auf einen konstanten Faktor, der zweidimensionalen Delta Funktion.  $u_2(x, y) = U_0$

$$\begin{aligned} \mathbf{F}^{-1}[u_2(x, y)] &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_0 \exp[2\pi i(ux + vy)] dx dy \\ &= U_0 \cdot \delta(u) \cdot \delta(v) \end{aligned} \quad (4.15)$$

Ist  $u_2(x', y')$  eine zweidimensionale Delta-Funktion, so liefert  $U_2(x', y')$  eine konstante ebene Welle und ihre Intensität ist gegeben durch  $I_2$ . Wird das Referenzobjekt durch ein Testobjekt  $u_3(x, y)$  ersetzt, ist das Feld hinter dem Filter durch die Multiplikation der Feldamplitude  $U_3(x', y')$  mit der Filterfunktion  $m(x', y', z)$  gegeben. Die inverse Fouriertransformation durch eine Linse liefert die Korrelation zwischen den beiden Objekten. Es wird angenommen, dass ein genügend großer Winkel zwischen dem Referenz- und Signalstrahl besteht, was eine ausreichende Beugungseffizienz zur Folge hat. Mit  $u_3(x, y)$  als Inputobjekt, liefert die Gleichung 4.14 die Lichtverteilung in der Fourierebene (Frequenzbereich), direkt nach

dem Filter:

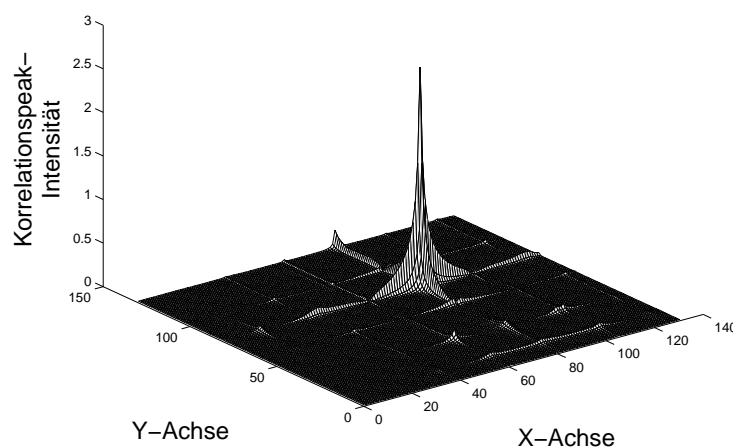
$$U_3(x', y') = \frac{2U_2}{|U_1(x', y')|^2 + I_2} \cdot |U_1(x', y')|^2 \quad (4.16)$$

Aufbauend auf dieser Darstellung wurden einige Berechnungen durchgeführt.

Zunächst wurde für den vollständigen Buchstaben T, wie in Abbildung 4.6 dargestellt, eine Autokorrelation durchgeführt. Die erhaltene Intensitätsverteilung ist in Abbildung 4.7



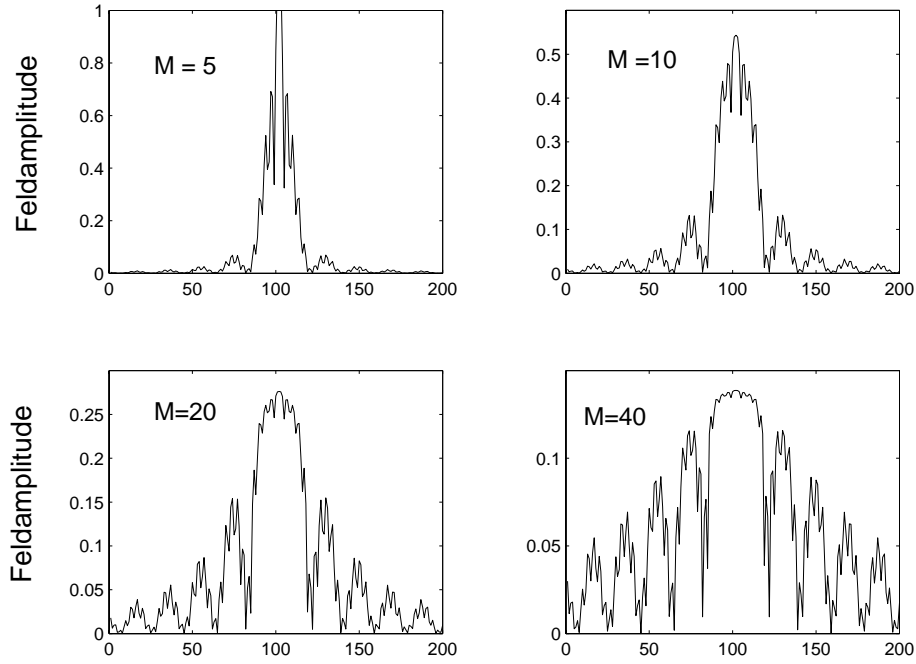
**Abbildung 4.6:** Vergleichsobjekte. Die Objekte sind in einem Array von 180x180 erstellt. Links: ein vollständiger Buchstabe T, rechts: ein Buchstabe T mit Defekt



**Abbildung 4.7:** Intensität bei einer Autokorrelation mit dem Buchstaben T.

dargestellt. Da die Intensitäten Leistungsspektren darstellen, kann die Untersuchung im Frequenzbereich verwendet werden, um das Verhalten des Filters zu beschreiben. Abbildung 4.8 zeigt ein Beispiel für verschiedene Strahlverhältnisse. Das Strahlverhältnis beeinflusst die Intensitätsverteilung in der Fourierebene und dadurch die Schärfe des Korrelationssignals. Bei höheren Strahlverhältnissen (Referenz/Signal) werden die niederfrequenten





**Abbildung 4.8:** Querschnitt im Feld direkt nach dem Filter für verschiedene Strahlverhältnisse. Das Strahlverhältnis beeinflusst die Intensitätsverteilung in der Fourierebene.

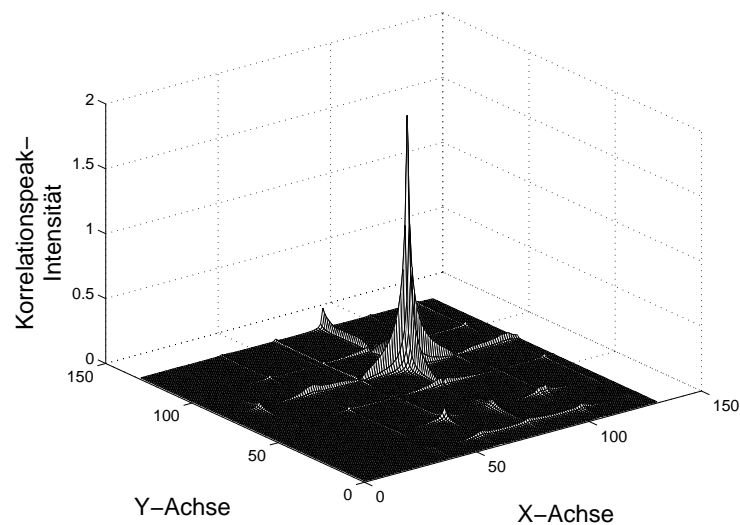
Anteile unterdrückt und die hochfrequenten Anteile hervorgehoben. Die Eigenschaften des Filters können somit festgelegt und definiert werden. Das Ergebnis deutet darauf hin, dass nicht nur eine Übereinstimmung zwischen zwei Objekte festgestellt werden kann, sondern auch die Leistung des Filters durch Abstimmung des Strahlverhältnisses kontrolliert werden kann. Das Strahlverhältnis ist gegeben durch:

$$M = \frac{|U_1(x'_0, y'_0)|^2}{I_2} \quad (4.17)$$

Die Abbildung 4.9 zeigt das Korrelationssignal bei einer Kreuzkorrelation des Buchstaben T mit einem defekten Objekt (der vertikale Anteil des Buchstaben T wird verkürzt). Das Profil bleibt erhalten, zeigt aber einen deutlichen Verlust und die Intensität ist auf  $2/3$  seines Maximalwertes abgefallen.

Diese Ergebnisse zeigen, dass die Korrelation von zwei zweidimensionalen Bildern eine effektive Methode für die Mustererkennung ist. Dabei stellt ein Bild eine Inputszene, das andere eine Referenz dar. Am Ausgang kann eine Übereinstimmung zwischen den beiden Objekten festgestellt werden.

Damit kann die Verwendung eines optischen Korrelators in einem Sichtprüfungssystem



**Abbildung 4.9:** Intensität bei einer Kreuzkorrelation mit zwei Buchstabe T. Das Testobjekt besitzt einen verkürzten vertikalen Anteil.

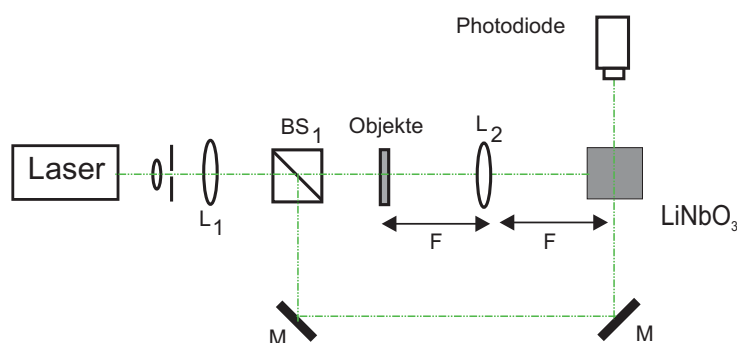
mit einem photorefraktiven Neuigkeitsfilter als eine Vorstufe für einen Objektvergleich eingesetzt werden. Außerdem ermöglicht der VanderLugt-Korrelator die Realisierung einer präzisen Positioniereinheit, wie im folgenden Abschnitt durch experimentelle Ergebnisse vorgestellt wird.

## 4.3 Experimentelle Ergebnisse

### 4.3.1 Realisierung des Korrelators

Für die Realisierung eines volloptischen Systems zum Objektvergleich mit einem photorefraktiven Neuigkeitsfilter ist die Implementierung einer optischen Positioniereinheit wünschenswert. Der experimentelle Aufbau eines VanderLugt-Korrelators ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Der Strahl aus dem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser wird in einen Referenz- und einen Signalstrahl aufgespalten. Der Signalstrahl beleuchtet das Objekt und wird über die Linse  $L_2$  in den Kristall fokussiert. Die verwendeten Linsen haben einen Durchmesser von 50 mm gegenüber der Strahlbreite von 15 mm, so dass für die Fouriertransformation die Grenzen zu unendlich gesetzt werden können. Bei der Realisie-

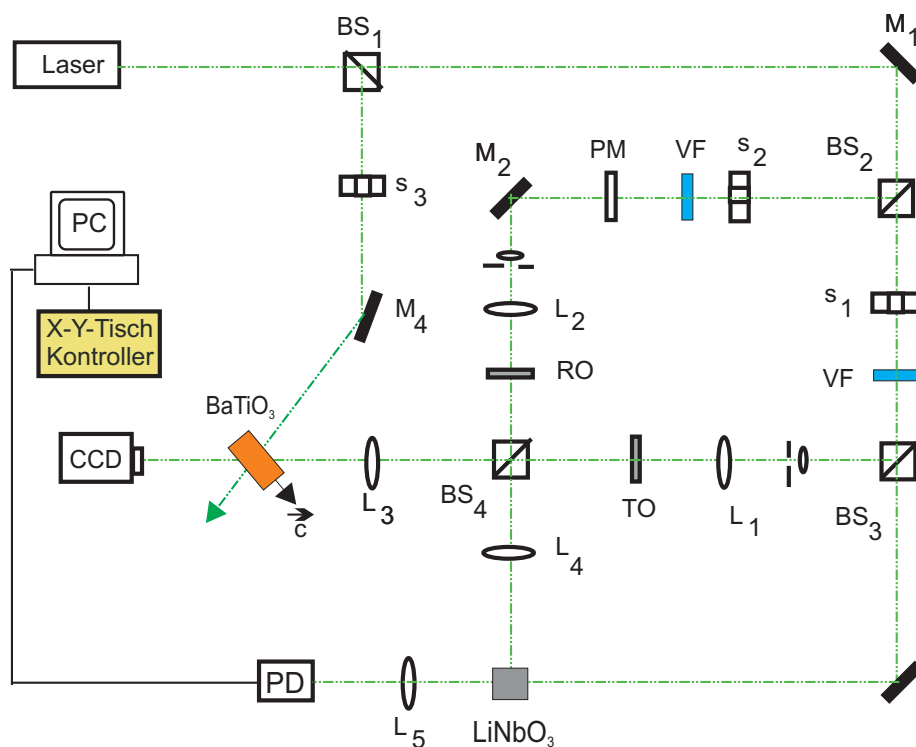
rung eines VanderLugt Korrelators mit einem dynamisch holographischen Medium wird durch Interferenz der Fouriertransformierten des Referenzobjektes mit einer ebenen Welle zuerst ein Hologramm gespeichert. Das gespeicherte Hologramm (matched Filter) wird anschließend mit der Fouriertransformierten des Testobjektes (Referenzobjekt wird getauscht) ausgelesen. Die inverse Fouriertransformierte des abgebeugten Strahls (rekonstruierter Referenzstrahl) liefert das Korrelationssignal beider Objekte. Bei einem Maximum dieses Signals ist die korrekte Position des Prüflings erreicht, da der Referenzstrahl vollständig rekonstruiert wird. Als Speichermedium wurde ein  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall verwendet. Die Höhe des Korrelationspeaks ist ein Maß für die Übereinstimmung der beiden Objekte. Eine Verschiebung des Prüfobjektes hat nicht nur eine Änderung der Amplitude zur Folge sondern auch eine Verschiebung des Korrelationssignals. Diese Verschiebung des Signals ist der Verschiebung des Objektes proportional [84]. Dies ermöglicht die Wahl der Richtung der Positionierung. Steigt das Signal bei der Bewegung in eine bestimmte Richtung, so kann eine korrekte Positionierung in dieser Richtung erfolgen.



**Abbildung 4.10:** Prinzip des VanderLugt-Korrelators mit einem photorefraktiven Material.  $f$  ist die Brennweite der Linse  $L_2$ .

### 4.3.2 Integration in das System zum Objektvergleich

In Abbildung 4.11 ist dargestellt, wie der vorgestellte VanderLugt-Korrelator in das Sichtprüfungssystem mit einem photorefraktiven Neuigkeitsfilter integriert wurde. Der freie Ausgang des Strahlteilers  $BS_3$  (Abbildung 3.25) wird zur Realisierung einer Positioniereinheit verwendet. Durch elektronische Ansteuerung von Shuttern wird zunächst die Fouriertransformierte des Signalstrahls mit dem Referenzobjekt (RO) als Hologramm in den  $\text{LiNbO}_3$ -



**Abbildung 4.11:** Experimenteller Aufbau für ein optisches Sichtprüfungssystem mit integrierter Positioniereinheit. BS: Strahlteiler, M: Spiegel, S: Shutter, VF: variabler Filter, L: Linse, PH: Pinhole, T.O: Testobjekt, R.O: Referenzobjekt, PD: Photodiode, PM: Phasenmodulator.

Kristall gespeichert. Wird dieses Hologramm mit der Fouriertransformierten des Prüflings ausgelesen, so zeigt sich in der Brennebene der Linse  $L_5$  entsprechend der Übereinstimmung der Objekte ein Korrelationspeak. Die detektierte Leistung wird mit einem Photodetektor aufgenommen. Die Rückkopplung der gemessenen Intensität ermöglicht durch die Ansteuerung eines computergesteuerten XY-Verschiebetisch eine exakte Positionierung des Testobjektes (TO) in den Strahlengang. Der verwendete photorefraktive Kristall hat die Abmessungen  $6.5 \times 6.2 \times 6.35 \text{ mm}^3$  mit einer Fe-Dotierung von 0.01 %. Zur Darstellung wurde in der Abbildung 4.11 die  $90^\circ$ -Konfiguration gezeichnet. Im Experiment ist der Winkel zwischen dem Referenzstrahl über dem Spiegel  $M_3$  und dem Signalstrahl  $39^\circ$ . Die Strahlen fallen auf der gleichen Seite des Kristalls.

Durch die Verschiebung des Testobjekts mit einem hochpräzisen und computergesteuerten XY-Verschiebetisch kann eine zweidimensionale exakte Positionierung erreicht werden. Das kleinste Adressraster ist  $0.5 \mu\text{m}$  bei einer Geschwindigkeit bis zu  $400 \mu\text{m/s}$ . Eine Software

in der Programmiersprache Visual C++ wurde entwickelt, die die Suche der optimalen Position des Testobjektes ermöglicht. Dabei wurden verschiedenen Methoden untersucht [85].

- 1. Methode: Iteration

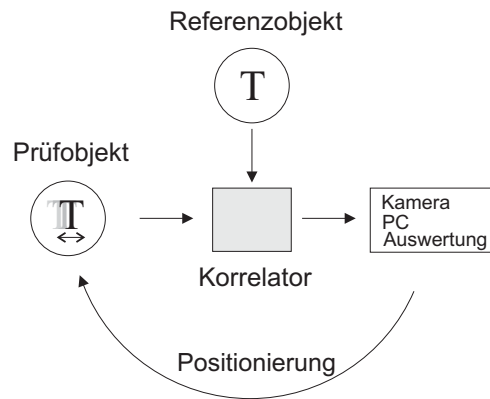
Zunächst wird eine Schrittweite und ein Startpunkt festgelegt. Im nächsten Schritt wird in einem eingeschränkten Bereich, um ein gefundenes Maximum, eine weitere Suche mit geringerer Schrittweite gestartet und sich so iterativ einem Maximum genähert. Diese Methode benötigt eine lange Zeit und ist deshalb für den späteren Einsatz im Gesamtsystem nicht sinnvoll. Zusätzlich ist bei langen Ausleseprozessen ein Auslösen der Hologramme zu erwarten. Ein weiteres Problem ist, dass das gefundene Maximum möglicherweise nur ein lokales Maximum ist. Dies hängt von einer geeigneten Wahl der Schrittweite und des Startpunktes ab. Bei einer zu großen Schrittweite beim Prüfvorgang konvergiert das Ergebnis möglicherweise in einem lokalen Maximum und führt so zu einer Fehlpositionierung des Prüfobjektes.

- 2. Methode: Gradient-Verfahren

Ausgangslage ist ein Startpunkt im zweidimensionalen Feld der Objektpositionen. Die Auswahl des Startpunktes ist meist (z.B. durch eine manuelle Vorpositionierung) auf einen bestimmten Wertebereich festgelegt. Um den Startpunkt werden in einem quadratischen Gitter Messwerte aufgenommen und jeweils über numerische Differentiation der Gradient bestimmt. Die Richtung des Gradienten bestimmt nun die Richtung, in der das Maximum liegt. In einem zweiten Schritt wird die Schrittweite bestimmt, d.h. wie weit das Maximum entlang des Gradienten entfernt vermutet wird. Die Bestimmung dieser Schrittweite ist nicht einfach und erfordert in den meisten Fällen weitere Auswertungen [86]. Aus diesem Punkt, wird erneut der Gradient bestimmt und eine Schrittweite für den nächsten Vorgang festgelegt. Wird das Verfahren wiederholt, so konvergiert das Resultat in einem globalen Maximum. Dies erfordert die Implementation komplexer mathematischer Verfahren. Die Ansteuerung des XY-Verschiebetisches wird für dieses Verfahren fehleranfällig, da für jede Startposition ein quadratisches Feld abgefahren werden muß. Die Fehler durch Toleranzen bei der unvermeidlichen Richtungsänderungen des Controllers summieren sich mit jedem Schritt auf, womit die Bestimmung der absoluten Position immer ungenauer wird.

- 3. Methode: Polynom-Fit

Das Verfahren beruht auf den Annahmen, dass die Korrelation nur an einem definierten Referenzobjekt erfolgt und das Prüfobjekt, bis auf geringe Abweichungen, mit dem Referenzobjekt übereinstimmt. Ist eine der beiden Annahmen nicht mehr gewährleistet, so

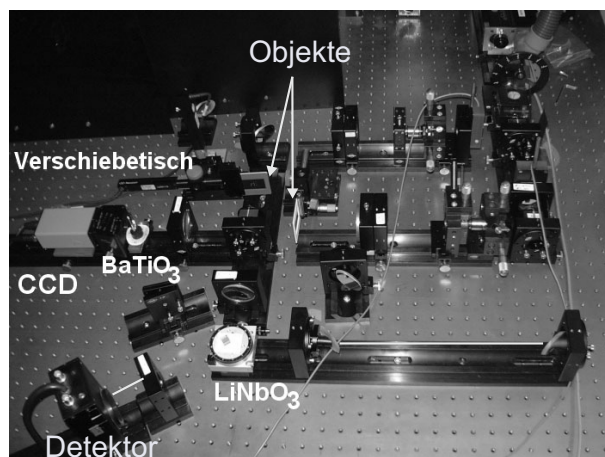


**Abbildung 4.12:** Regelkreis für die Objektpositionierung. Die Rückkopplung des Korrelationssignals ermöglicht eine exakte Positionierung des Testobjektes.

kann das Verfahren scheitern (kein Abbruch des Verfahrens, aber eine vollkommene Fehlpositionierung), da ein lokales Maximum als Endwert geliefert wird. Zunächst werden um eine gewählte Startposition, eine ausreichende manuelle Vorpositionierung vorausgesetzt, entlang jeder der beiden Achsen eine Anzahl von Messpunkten (Korrelationssignale) aufgenommen. Die Messpunkte werden als Stützstellen für ein Polynom zweiten Grades verwendet. Das berechnete Maximum liegt im Scheitelpunkt der Parabel. Wiederholt man dies für beide Achsen, so erhält man das gesuchte Maximum. Der Regelkreis zur Durchführung der Messung ist in der Abbildung 4.12 dargestellt. Die Anzahl der Messpunkte bestimmt später die Genauigkeit des lokalisierten Maximums. Diese Methode hat den Vorteil, daß sie schnell abläuft (maximal 4 s). Mit der für den Controller definierten *Group-Funktion*, kann eine Gruppe von Befehlen für verschiedene Achsen in einem Gang ausgeführt werden. Damit ist eine einfache und effiziente Implementierung der Methode möglich. Diese ist erfolgreich realisiert worden.

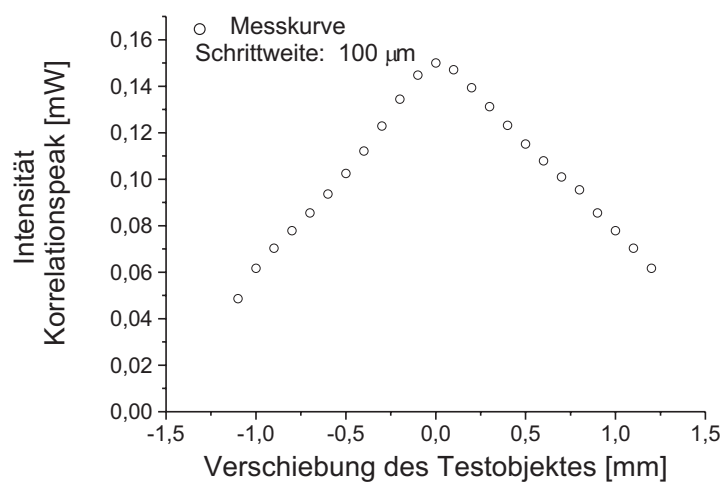
### 4.3.3 Messergebnisse

Die Abbildung 4.13 zeigt ein Bild des realisierten Systems mit einem integrierten Van der Lugt Korrelator. Durch die Anbindung der automatisierten Positioniereinheit kann die



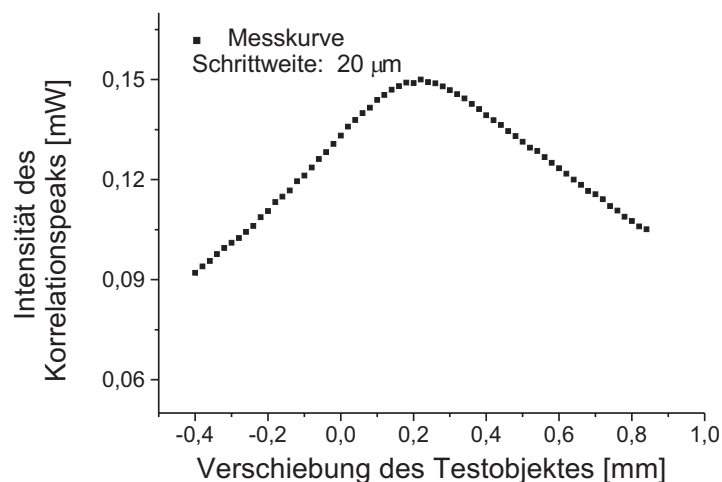
**Abbildung 4.13:** Bild des experimentellen Aufbaus zu Objektvergleich mit einer integrierten Positioniereinheit

Positionierung des Prüfobjektes schneller und präziser durchgeführt werden. Einige experi-



**Abbildung 4.14:** Korrelationspeakintensität als Funktion der Objektverschiebung

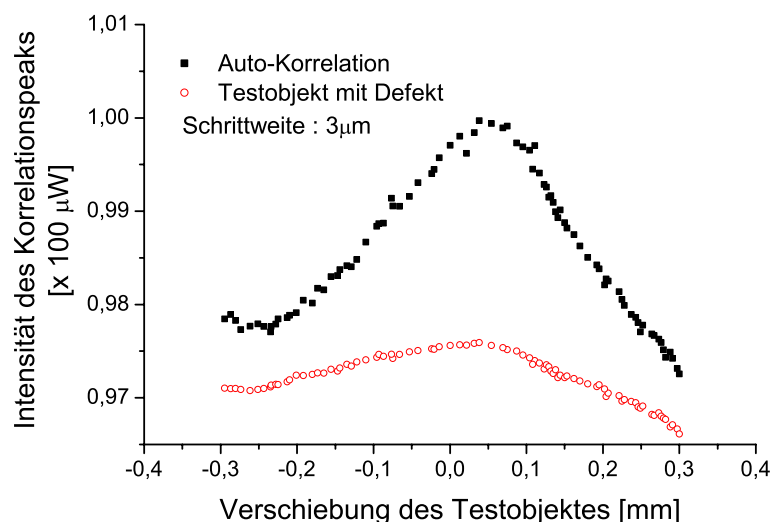
mentelle Ergebnisse für die normierte Korrelationsintensität als Funktion der Verschiebung des Testobjektes sind in Abbildung 4.14 und 4.15 dargestellt. Der gesamte Verschiebebereich betrug 3 mm beim ersten Experiment und 1,5 mm beim zweiten. Die Schrittweite ist 100 bzw. 20  $\mu\text{m}$ . Aufbauend auf diesen Ergebnissen, wurde der Einsatz des realisierten



**Abbildung 4.15:** Korrelationspeakintensität als Funktion der Objektverschiebung

Korrelators als Vorstufe für den Vergleich zweier Objekte experimentell demonstriert. In diesem Experiment wurde ein Referenzobjekt und ein Prüfling mit einem Defekt durch Korrelation verglichen. Die Schrittweite zum Positionieren des Testobjektes beträgt in diesem Experiment  $3\text{ }\mu\text{m}$ . Wird der Prüfling verschoben, entspricht das fouriertransformierte Bild des Prüflings nicht exakt dem im LiNbO<sub>3</sub>-Kristall gespeicherten Hologramm und der Referenzstrahl wird nur teilweise rekonstruiert. Die Amplitude des Korrelationspeaks nimmt ab. Durch Aufzeichnen der Leistung des rekonstruierten Referenzstrahls während der Verschiebung des Prüfobjektes und Rückkopplung des Signals mit der Steuerung des automatisierten XY-Verschiebetisches lässt sich das Prüfobjekt optimal in den Strahlengang positionieren. Abbildung 4.16 zeigt die ermittelten Korrelationssignale als Funktion der Verschiebung. Der gesamte Verschiebungsbereich betrug 0,6 mm. Die Objekte sind in diesem Fall zwei in PVC gefräste Transmissionsobjekte. Die Abmessungen der Objekte sind  $10\times 10\text{ mm}^2$ . Die obere der beiden Kurven entstand durch Autokorrelation mit dem vollständigen Buchstaben T. Bei korrekter Positionierung des Testobjektes wird der Referenzstrahl vollständig rekonstruiert. Ist das Testobjekt fehlerhaft, wobei eines der beiden Objekte einen verkürzten vertikalen Bildanteil aufweist, wird selbst bei einer korrekten Position des Testobjektes der Referenzstrahl nur unvollständig rekonstruiert. Diesen Fall zeigt die zweite Kurve. Die Ergebnisse zeigen, dass schon bei einer Verschiebung von  $3\text{ }\mu\text{m}$

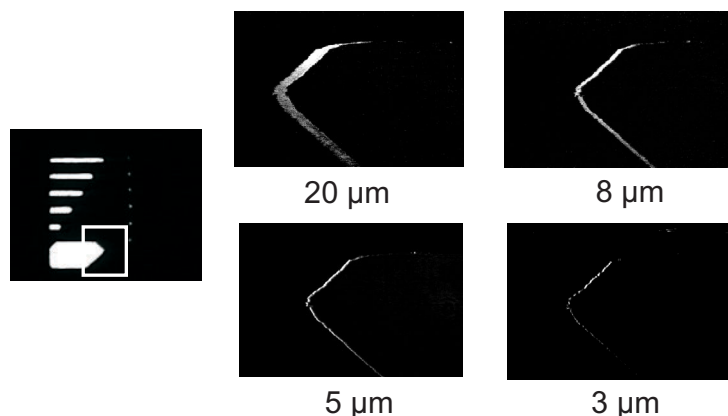




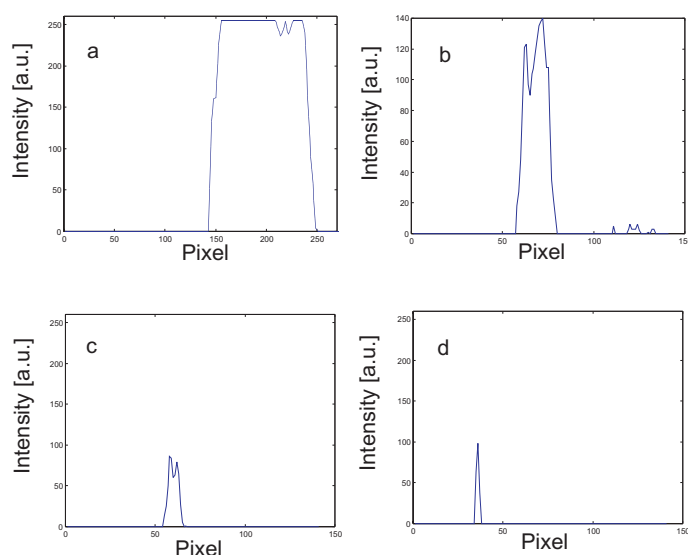
**Abbildung 4.16:** Korrelationsintensität als Funktion der Objektverschiebung bei einer Autokorrelation (vollständige Buchstabe T) und einer Kreuzkorrelation (Testobjekt ist ein Buchstabe mit verkürzten Anteil).

eine Änderung in der Intensität des Korrelationspeaks gemessen werden kann. Damit kann das transversale Auflösungsvermögen des Neuigkeitsfilters bei Verschiebung eines Objektes verbessert werden.

In der Konfiguration mit zwei Bildarmen (Abbildung 4.11) werden die zu prüfenden Objekte jeweils in einem Signalarm eingebracht und über einen Strahlteiler alternativ dem photorefraktiven BaTiO<sub>3</sub>-Kristall präsentiert. Durch optische Bildsubtraktion werden Abweichungen zwischen den Objekten als Helligkeit dargestellt. Zur Untersuchung des transversalen Auflösungsvermögens wird ein einziges Objekt verwendet. Hierbei wird zunächst das Objekt bei einer bestimmten Position als Hologramm gespeichert. Anschließend wird es von dieser initialen Position verschoben. Die detektierten Abweichungen werden aufgrund der Verschiebung des Objektes mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Die Abbildungen 4.17 und 4.18 zeigen Ergebnisse der Verschiebung eines Transmissionsobjektes sowie das Intensitätsprofil für die detektierten Abweichungen. Die kleinste noch detektierbare Verschiebung in diesem Experiment ist 3 µm. Das Ergebnis besteht aus der Subtraktion des aktuellen Eingangsbildes (Objekt verschoben) vom zuvor als Hologramm gespeicherten Referenzbild (Objekt in Startposition). Die Orientierung eines Objektes hat einen Einfluß auf

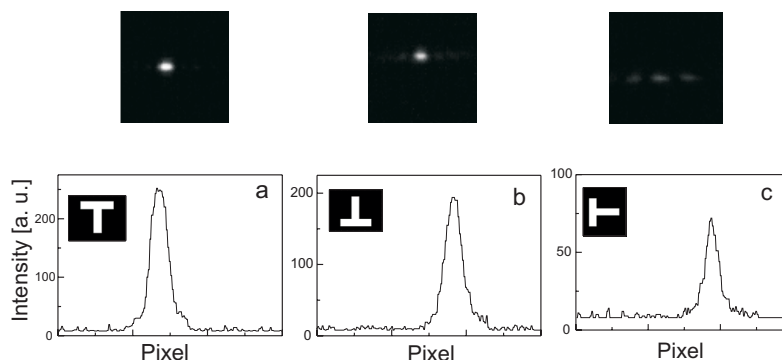


**Abbildung 4.17:** Transversales Auflösungsvermögen des Neugkeitsfilters mit einer integrierten Positioniereinheit. Angezeigt wird das Signal des Neugkeitsfilters bei einer definierten Verschiebung des Objektes. Hierbei wird ein Transmissionsobjekt wie oben gezeigt, verschoben.



**Abbildung 4.18:** Intensitätsverteilung (Querschnitt) als Funktion der Anzahl der Pixel in beliebigen Einheiten. a:  $20\ \mu\text{m}$  b:  $8\ \mu\text{m}$  c:  $5\ \mu\text{m}$  d:  $3\ \mu\text{m}$ .

das vom Objekt gespeicherte Hologramm. Dies bedeutet, dass eine Verdrehung des Objektes eine Änderung des Korrelationssignals hervorruft. Dies wurde in einem weiteren Experiment auch demonstriert. Dabei wurde das Referenzobjekt um einen bestimmten Winkel in der XY-Ebene gedreht und das Korrelationssignal aufgenommen. In Abbildung 4.19 sind die aufgenommenen Korrelationspeaks und die entsprechenden Intensitätsprofile für ver-

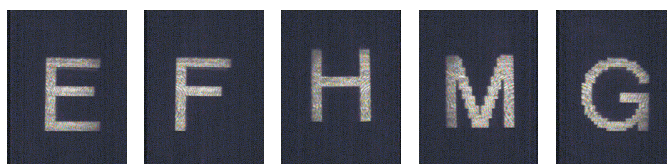


**Abbildung 4.19:** Peak-Intensität bei einer Autokorrelation (a) und einer Kreuzkorrelation. Objekt um  $180^\circ$  (b) bzw.  $90^\circ$  (c) gedreht.)

schiedene Positionen dargestellt. Bei einer Drehung um  $90^\circ$  fällt die detektierte Intensität auf 35% ihres maximalen Wertes und auf 75% bei einer Umdrehung um  $180^\circ$ .

#### 4.3.4 Photorefraktiver Korrelator und Mustererkennung

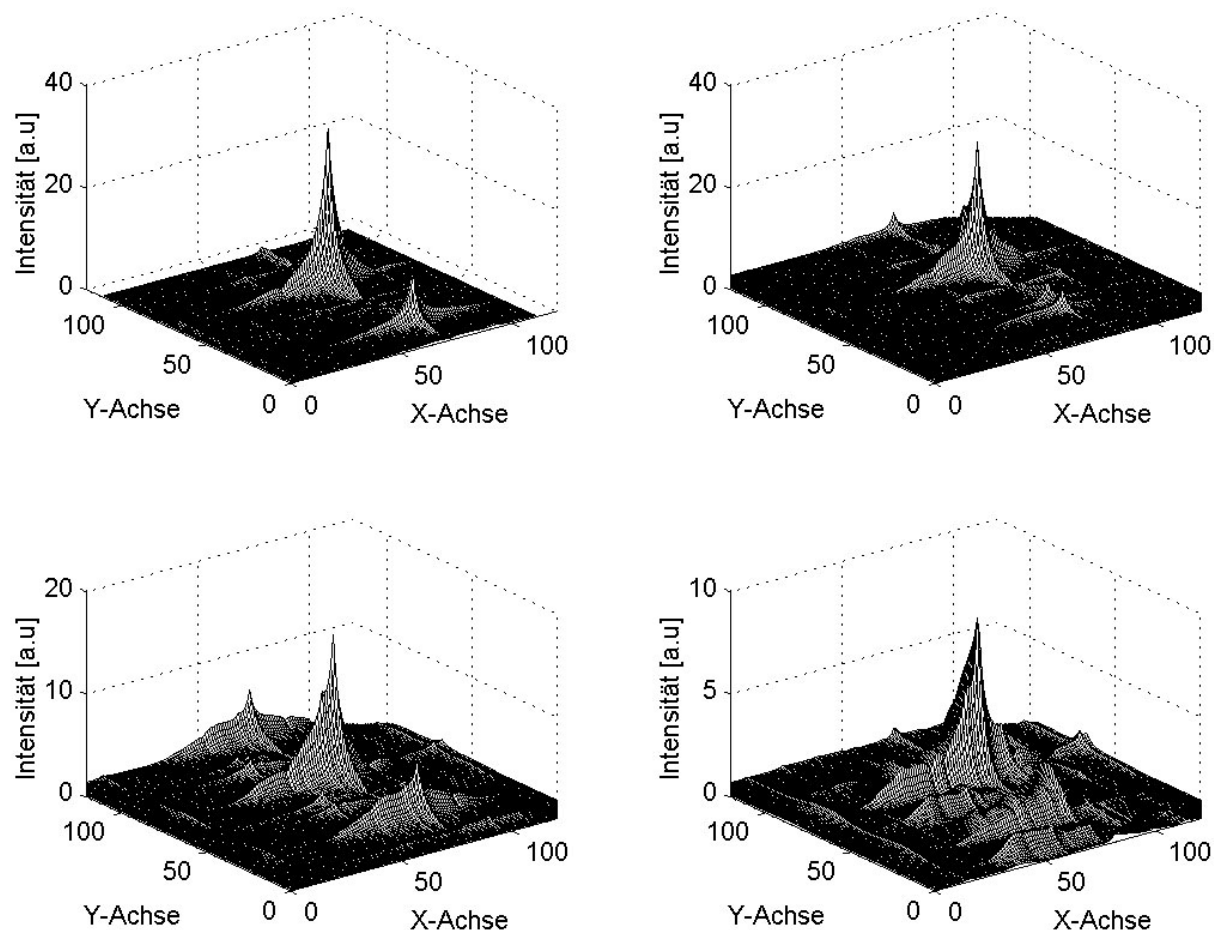
In einem weiteren Experiment wurde der Einsatz des hier realisierten Systems für die Mustererkennung demonstriert. Dabei wurden verschiedene Buchstaben (Abbildung 4.20) mit einer Referenz verglichen. Der Buchstabe E ist das Referenzobjekt. Die berechneten



**Abbildung 4.20:** Objekte zur experimentellen Mustererkennung

Intensitätsverteilungen des Korrelationspeaks für die verschiedenen Buchstaben ist der Abbildung 4.21 zu entnehmen. Die Intensität wurde bei jeder Korrelation ermittelt und in Graphik 4.22 aufgetragen. Die Objekte wurden dabei in  $180 \times 180$ -Arrays erstellt. Bei der Autokorrelation (Buchstabe E) ist die Intensität maximal und fällt ab, je größer die Abweichungen zwischen den Buchstaben sind. Jedoch zeigt der Buchstabe G eine starke Abweichung zwischen dem berechneten und im Experiment erzielten Wert. Dies ist auf die gerundeten Ecken des Buchstaben, wie in Abbildung 4.23 zu sehen, zurückzuführen. Die

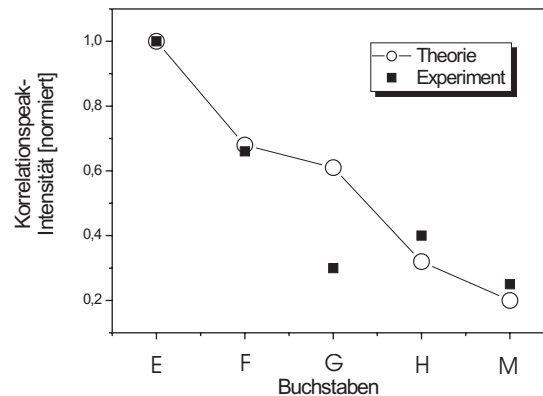
Methode ermöglicht eine Unterscheidung zwischen den verschiedenen Objekten.



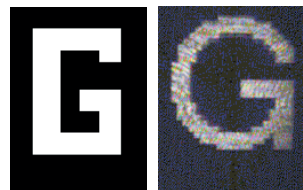
**Abbildung 4.21:** Intensitätsverteilung des Korrelationspeaks für die Objekte in der Abbildung 4.19 bei einer Kreuzkorrelation mit der Buchstabe E. Oben links: F, oben rechts: G, unten links: H und unten rechts: M

Damit erweist sich die vorgestellten Korrelationstechnik als eine Methode, die zur Vorprüfung in einem optischen Prozessor zum Objektvergleich, eingesetzt werden kann.

**Diskussion** Die präsentierten Ergebnisse demonstrieren die Fähigkeit des hier aufgebauten Korrelators, bereits vor der Objektprüfung mit einem photorefraktiven Neuigkeitsfilter, Prüfobjekte auf ihre Übereinstimmung zu bewerten. Die Amplitude des Korrelationspeaks ist direkt vom Grad der Übereinstimmung des eingestrahnten Bildes des Prüflings mit dem



**Abbildung 4.22:** Normierte Intensität des Korrelationspeaks für verschiedene Buchstaben mit dem Buchstaben E. Der Buchstabe G zeigt eine Abweichung zwischen berechneten und im Experiment erzielten Werten.



**Abbildung 4.23:** Objekte (Buchstabe G), links in einem 180x180 Arrays. rechts, auf Kunststoffolie gedruckt

zuvor eingeschriebenen Hologramm abhängig. Wird der Prüfling verschoben, entspricht das fouriertransformierte Bild des Prüflings nicht exakt dem im  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall gespeicherten Hologramm und der Referenzstrahl wird nur teilweise rekonstruiert. Die Amplitude des Korrelationspeaks nimmt somit ab. Die realisierte Positioniereinheit ist nicht nur eine Vorstufe für einen Vergleich zweier Objekte, sondern auch die Problematik der Fehlpositionierung, die als Defekt an einem Objekt erkannt wird, wird damit behoben. In einem optischen Sichtprüfungssystem wird damit die Taktrate bei mehreren Prüfungen durch die Positionierung begrenzt. Mit der verwendeten Methode und der entwickelten Software dauert eine reine Positionierung maximal 4 s und stellt damit die Prüffrequenz des Systems.



## Kapitel 5

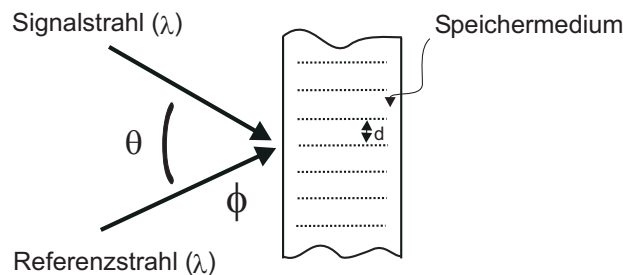
# Objektdatenbank für ein optisches Sichtprüfungssystem

*Ist ein Referenzobjekt mit dem die Prüflinge verglichen werden sollen, ein Unikat, das als Original an einer anderen Stelle benötigt wird, muß ein Sichtprüfungssystem mit einem photorefraktiven Neuigkeitsfilter die Anforderungen erfüllen wonach das Referenzobjekt nicht als Original vorliegt. Dies begründet die Idee, zum Vergleich mit realen Prüflingen, Referenzobjekte als Hologramme in einer volumenholographischen Objektdatenbank zu speichern und selektiv auszulesen. Als eine Weiterentwicklung der Holographie ist die Volumen-holographische Datenspeicherung in optischen Medien wie photorefraktiven Kristallen, für größere Datenmengen geeignet. In diesem Kapitel wird auf die Realisierung einer Volumen-holographischen Objektdatenbank durch Winkelkodierung eingegangen. Die sequentielle Aufnahmetechnik, die Belichtungszeit für die Anzahl der speicherbaren Hologramme und das Übersprechen (Cross-talk) von Hologrammen bei der Adressierung sind auch Kernpunkte dieses Kapitels.*

## 5.1 Die Winkelkodierung

### 5.1.1 Allgemeines

Die Abbildung 5.1 skizziert die Speicherung eines Volumen hologramms durch Überlagerung von zwei Strahlen in einem photorefraktiven Kristall, ein Signalstrahl mit Information und



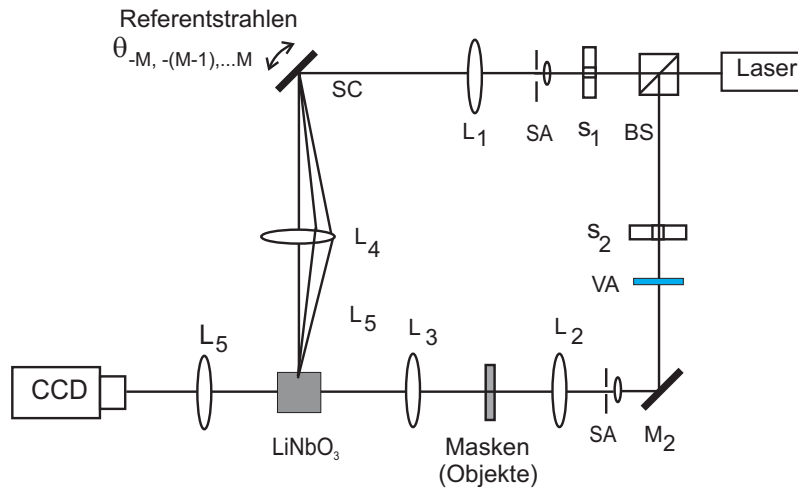
**Abbildung 5.1:** Volumen holographische Speicherung in einem photorefraktiven Medium. Kodierungsverfahren:  $\lambda$ : Wellenlängenkodierung,  $\phi$ : Phasenkodierung,  $\theta$ : Winkelkodierung.  $d$  ist der Gitterabstand

ein Referenzstrahl. Die Volumen holographie unterliegt im Unterschied zu planaren Hologrammen der Bragg-Bedingung gegeben durch die Gleichung 2.25.  $\lambda$  ist die Wellenlänge der verwendeten Laserquelle,  $\phi$  die Phase des Referenzstrahls,  $d$  der Gitterabstand,  $\theta$  der Einfallswinkel zwischen den Strahlen und  $n$  der optische Brechungsindex des Materials. Die Bragg-Bedingung ermöglicht verschiedene Kodierungsverfahren. Diese Aufnahmetechniken ermöglichen die Speicherung mehrerer Hologramme an einem Ort im Speicherkristall.

- $\Delta\lambda$ : Wellenlängenkodierung [87, 88]
- $\Delta\Phi$ : Phasenkodierung [89, 90]
- $\Delta\theta$ : Winkelkodierung [91, 92]

Bei der Wellenlängenkodierung wird jedes Hologramm mit einer anderen Wellenlänge im photorefraktiven Kristall gespeichert. Mit der Phasenkodierung wird anhand einer reinen Phasenmodulation der Referenzstrahlen das selektive Adressieren der Hologramme erreicht. Im Gegensatz zu diesen Multiplextechniken, bietet sich auch das Winkelmultiplexing oder Winkelkodierung als eine effiziente Methode zur Realisierung einer hochkapazitiven volumen holographischen Objektdatenbank an. Bei der Winkelkodierung wird die Speicherung

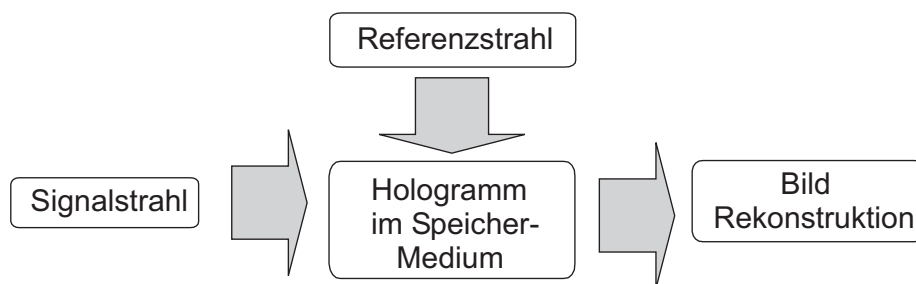




**Abbildung 5.2:** Volumenholographische Speicherung in einem photorefraktiven Medium durch Winkel-multiplexing. BS: Strahlteiler, L: Linse, M: Spiegel, SA: Strahlaufweitung, VF: variabler Filter, S: Shutter, SC: Spiegelscanner.

von mehreren Volumenhologrammen in einem Volumen erreicht, in dem für jedes Hologramm, ein anderer Bragg-Winkel eingestellt wird, wie in Abbildung 5.2 dargestellt. Dies kann erreicht werden durch Änderung des Einfallswinkels entweder des Signal- oder Referenzstrahles. Eine Änderung des Signalstrahls schließt jedoch eine feste Ausgabeebene aus. Eine weitere Möglichkeit besteht daraus, das Aufnahmemedium in Bezug auf die festbleibenden Einfallswinkel zu drehen.

Man unterscheidet zwei Geometrien bei der Speicherung von Volumenhologrammen: die Reflexion- bzw. Transmissionsgeometrie. Bei der Reflexionsgeometrie fallen Signal- und Referenzstrahl auf zwei parallele, entgegengesetzte Seiten des Kristalls. Dabei findet die Rekonstruktion auf der Seite des Referenzstrahls statt [8]. Bei der Transmissionsgeometrie fallen die zwei Strahlen auf der gleichen Seite des Kristalls ein. Ein Spezialfall der Transmissionsgeometrie ist die 90°-Konfiguration, bei der die Strahlen auf zwei senkrechte Flächen des Kristalls einfallen. Die Rekonstruktion erfolgt in der Richtung parallel zum Signalstrahl wie in Abbildung 5.3 skizziert. Die 90°-Konfiguration wird für die Implementierung von kompakten und hochkapazitiven System verwendet [93, 94]. Bei der Realisierung einer volumenholographischen Objektdatenbank ist der Referenzstrahl für das  $m$ -te Hologramm (Abbildung 5.2) eine ebene Welle, die in den Kristall unter dem festen Winkel  $\theta_m$  eintritt. Das aufgenommene Hologramm kann nur unter diesem Winkel ausgelesen werden. Eine



**Abbildung 5.3:** 90°-Konfiguration. Die zwei Strahlen fallen auf zwei senkrechte Flächen des Kristalls ein. Die Rekonstruktion erfolgt in der Richtung des Signalsstrahls.

übersprechungsfreie Rekonstruktion ist nur möglich, wenn ein genügend großer Winkelabstand zwischen den Referenzstrahlen bei der Aufnahme weiterer Hologramme eingehalten wird. Eine Beschreibung für die Speicherung und das Auslesen von Volumen hologrammen durch Winkelkodierung wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

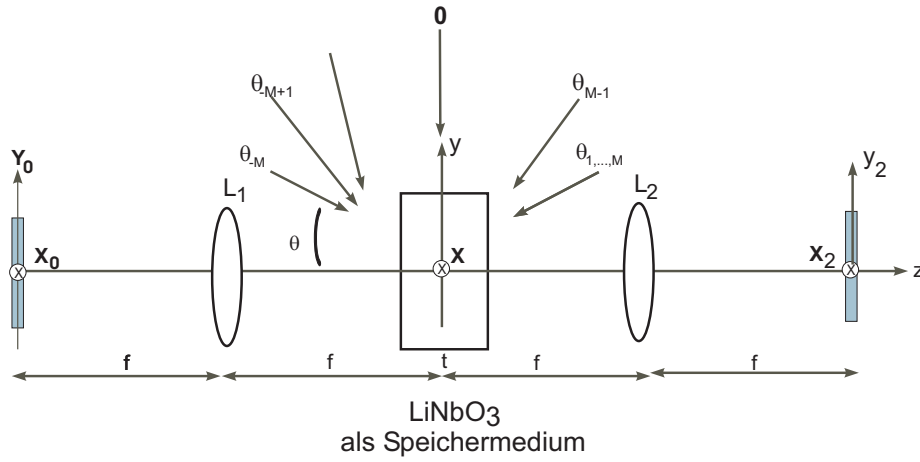
### 5.1.2 Theorie

Zur Speicherung größerer Datenmengen kann die volumenholographische Speicherung in photorefraktiven Materialien durch Winkelkodierung verwendet werden. Sie bietet einen parallelen und schnellen Zugriff der gespeicherten Daten und wird bei der Realisierung kompakter Systeme eingesetzt. Dabei hängt die Kapazität von dem geometrischen Verhältnis  $O(V/\lambda^3)$  ab. Die Gesamtzahl unabhängiger Speichereinheiten ist wie folgt definiert [95]:

$$N \approx \frac{V}{\lambda^2} \quad (5.1)$$

$V$  ist das Volumen des holographischen Speichermediums und  $\lambda$  die verwendete Wellenlänge.

Der Aufbau zur Speicherung von zweidimensionalen Objekten in einem photorefraktiven Material ist in der Abbildung 5.4 dargestellt. Die Indizes  $m = -M, -(M-1), \dots$  bis  $M$ , bezeichnen die Referenzstrahlen zur Aufnahme von  $2M+1$  Hologrammen.  $a$ ,  $b$  und  $t$  (Dicke) sind die Abmessungen des photorefraktiven Materials.  $f_m(x_0, y_0)$  ist das  $m$ -te zweidimensionale Eingangsbild. Der  $m$ -te Signalstrahl durchstrahlt das Bild und wird durch die Linse  $L_1$  in den Kristall fokussiert. Das Auslesen wird mit dem entsprechenden Referenzstrahl zur Aufnahme und erfolgt in der Ausgabebene  $(x_2, y_2)$ . Bei der Speicherung von  $N = 2M$



**Abbildung 5.4:** Konfiguration zur Speicherung von Volumenhologrammen durch Winkelkodierung.  $\theta_i$  ist der Einfallswinkel der des i-ten Referenzstrahls in der  $yz$ -Ebene,  $t$  ist die Dicke des Materials. L: Linse,  $f$ : Brennweite der Linsen L.

+ 1 Hologramme in einem Medium, ist die Modulation der dielektrischen Konstante des Mediums gegeben durch [9]:

$$\Delta\epsilon \propto \sum_{m=-M}^M R_m^* S_m + cc \quad (5.2)$$

$R_m$  und  $S_m$  sind die Amplituden des  $m$ -ten Referenz- bzw. Signalstrahls und  $cc$  die Komplexkonjugierte. Der  $m$ -te Referenzstrahl ist gegeben durch:

$$R_m \propto \exp(i\mathbf{k}_m \mathbf{r}) \quad (5.3)$$

$\mathbf{k}_m$  ist der Wellenvektor des  $m$ -ten Referenzstrahls.  $z$  zeigt die optische Achse und  $x, y$  die Einfallsebene der Referenzstrahlen.  $f$  ist die Brennweite der Linsen  $L_1$  und  $L_2$ . Unter Verwendung der Fourier-Optik, lässt sich  $S_m$  transformieren [68]:

$$S_m(r) \propto \exp(ikz) \int dx_0 dy_0 f_m(x_0, y_0) \cdot \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda f} (xx_0 + yy_0) \right] \cdot \exp \left[ -i \frac{\pi}{\lambda f} \frac{z}{f} (x_0^2 + y_0^2) \right] \quad (5.4)$$

Ist  $\mathbf{k}_n$  der Wellenvektor des Auslesestrahls und  $\mathbf{k}_d$  des am Gitter abgebeugten Strahls, kann mit Hilfe der skalaren Beugungstheorie das elektrische Feld abgeleitet werden:

$$E(\mathbf{r}) \approx \frac{k_0^2}{4\pi} \frac{\exp(ikr)}{r} \int d\mathbf{r}' \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}') \Delta\epsilon(\mathbf{r}') \quad (5.5)$$

$\mathbf{K} = \mathbf{k}_n - \mathbf{K}_m$ . Der von der Linse  $L_2$  fokussierte abgebeugte Strahl in der Bild Ebene liefert die Koordinaten von  $\mathbf{k}_d$  in der Ausgangsebene ( $x_2, y_2$ ):

$$\mathbf{k}_d = \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x_2}{f}, \frac{2\pi}{\lambda} \frac{y_2}{f}, \frac{2\pi}{\lambda} \left(1 - \frac{x_2^2}{2f^2}\right) - \frac{y_2^2}{2f^2} \right] \quad (5.6)$$

Mit Hilfe der Gleichungen 5.2 bis 5.6 kann das abgebeugte Feld in der Bildebene ( $x_2, y_2$ ) abgeschätzt werden:

$$\begin{aligned} g(x_2, y_2) \propto \sum_{m=-M}^M \int dx_0 dy_0 f_m(x_0, y_0) \cdot \exp \left[ \frac{t}{2\pi} \left( k_{mz} - k_{nz} + \frac{\pi}{\lambda} \frac{x_2^2 - x_0^2 + y_2^2 - y_0^2}{f^2} \right) \right] \\ \cdot \text{sinc} \left[ \frac{a}{2\pi} \left( k_{mx} - k_{nx} + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x_2 + x_0}{f} \right) \right] \\ \cdot \text{sinc} \left[ \frac{b}{2\pi} \left( k_{my} - k_{ny} + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{y_2 + y_0}{f} \right) \right] \end{aligned} \quad (5.7)$$

Für die Terme  $\mathbf{K}_m = \mathbf{K}_n$  in der Gleichung 5.7 werden die rekonstruierten Bilder dargestellt.  $\mathbf{K}_m \neq \mathbf{K}_n$  führt zum Rauschen oder Cross-Talk.

## 5.2 Das Speichermaterial

Für die Realisierung einer volumenholographischen Objektdatenbank wurde ein  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall verwendet. Bei diesem Kristall ist der Abfall der Beugungseffizienz beim Auslesen, in Vergleich zum  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall, wesentlich langsamer als der Anstieg beim Schreiben. Dadurch wird die Bildinformation nicht so schnell gelöscht und es ergibt sich somit die Möglichkeit, nacheinander mehrere Hologramme zu speichern. Die Verwendung eines volumenholographischen Speichers bietet die Vorteile hoher Speicherkapazität, hoher Auflösung der Bilder und aufgrund der Parallelität der Optik sehr schnelle Zugriffszeiten. So sind in einem  $\text{LiNbO}_3$ -Kristalls grundsätzlich mehrere Tausend Hologramme speicherbar [8, 96]. Für die Realisierung einer volumenholographischen Objektdatenbank ist die Auswahl eines geeigneten Speichermediums von großer Bedeutung. Nicht nur die Wahl des Wirtkristalls, der Grad der Dotierung sondern auch die optische Qualität des Kristalls ist ausschlaggebend für ein gutes Speichermedium. Für die Charakterisierung der hier verwendeten photorefraktiven Materialien spielen Parameter wie die Lichtempfindlichkeit (Sensitivity), die Absorption sowie der dynamische Bereich eine wesentliche Rolle.

Verschiedene  $\text{LiNbO}_3$ -Kristalle wurden im Rahmen dieser Arbeit untersucht. Die Abbildung 5.5 zeigt ein Bild von 3 Kristallen, die aufgrund unterschiedlicher Dotierung in verschiedenen Farben erscheinen. Für die Speichermaterialien wird die Lichtquelle so gewählt,

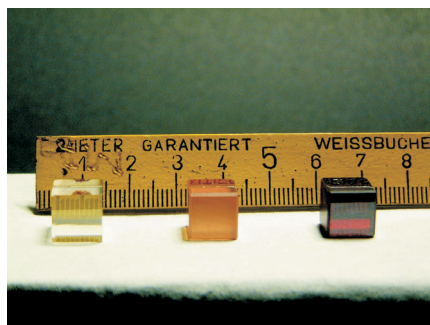


Abbildung 5.5:  $\text{LiNbO}_3$ -Kristalle mit Eisen-Dotierung

dass die verwendete Wellenlänge der maximalen Sensitivität des Materials entspricht. Die Kristalle wurden deshalb im grünen spektralen Bereich ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) verwendet.

### 5.2.1 Absorption

Die Absorption ist die vom Material zurückgehaltene Intensität  $I$  eines Strahls und zeigt ein exponentielles Verhalten:

$$I = I_0 \cdot \exp(-l/\alpha) \quad (5.8)$$

$\alpha$  ist das Absorptionskoeffizient,  $l$  die Eindringtiefe in das Medium und  $I_0$  die maximale eingestrahlte Intensität. Eisen bietet sich als geeignetes Dotiermaterial im hier verwendeten Wellenlängenbereich an und wurde dementsprechend öfter untersucht. (siehe z.B. [8, 6, 97]). Zur Verwendung des  $\text{LiNbO}_3$ -Kristalls in der  $90^\circ$ -Konfiguration ist ein sogenannter  $45^\circ$ -Schnitt notwendig. So liegt die  $\mathbf{c}$ -Achse des Kristalls diagonal in einer der Flächen des Kristalls. Die drei hier präsentierten Kristalle haben diesen Schnitt und wurden dementsprechend in der  $90^\circ$ -Konfiguration verwendet. In der Tabelle 5.1 sind die gemessenen Absorptionskoeffizienten für die drei untersuchten Kristalle zusammengefasst.

Kristall	1	2	3
Dotierung (% Fe/Mol)	$10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$10^{-3}$
Absorption ( $\text{cm}^{-1}$ )	0.43	1.2	6.4

Tabelle 5.1: Absorption der Speicherkristalle

Für die Realisierung einer volumenholographischen Objektdatenbank und eines optischen Korrelators weist der unter der Nummer 2 aufgeführte Kristall einige Vorteile auf. Der Kristall hat die Abmessungen  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  und zeigt aufgrund der Dotierung eine leichte Rotfärbung. Die Absorption beträgt 71% bei der verwendeten Wellenlänge  $\lambda = 532 \text{ nm}$ . Die Dotierung mit Eisen liegt nach Angabe des Herstellers bei  $5 \cdot 10^{-4} \%$  pro Mol. Die Absorption von Kristall 1 beträgt ca. 27%, was ein Absorptionskoeffizient von 0.43 lieferte. Der Kristall eignet sich zur holographischen Datenspeicherung. Jedoch sinkt der Beugungswirkungsgrad bei der Aufnahme weiterer Hologramme schneller ab. Für das Gesamtsystem wird er nicht eingesetzt. Der Kristall 3 zeigt eine hohe Absorption (über 99%) und wurde deshalb nicht verwendet.

### 5.2.2 Empfindlichkeit und M-Nummer

Man definiert als photorefraktive Empfindlichkeit oder Sensitivity  $S$  des Materials, die pro absorbierte Energie pro Einheitsvolumen [98]. Die Sensitivity kann wie folgt geschrieben werden.

$$S = \frac{\delta n}{\alpha I_0 t} \quad (5.9)$$

$\delta n$  ist die Brechungsindexvariation,  $\alpha$  der Absorptionskoeffizient und  $I_0$  die eingestrahlte Intensität der Lichtquelle.  $S$  ist ein Maß für die Stärke der Brechungsindexmodulation oder der Lichtempfindlichkeit des Materials. Sie gibt die Abhängigkeit der Beugungseffizienz von der vom Kristall absorbierten Energie an. Für kleine Modulationen ist der Beugungswirkungsgrad proportional zu  $(\Delta n)^2$ . Die Lichtempfindlichkeit des Materials kann somit wie folgt geschrieben werden:

$$S_\eta = \frac{\partial \sqrt{\eta}}{\partial W_0} \cdot \frac{1}{\alpha d} \quad (5.10)$$

$W_0$  ist die einfallende Lichtenergie und  $d$  die Dicke des Materials. Eine hohe Empfindlichkeit bewirkt, daß die absorbierte Energie schnell in eine Brechungsindexmodulation umgesetzt wird. Eine Definition ohne Berücksichtigung des Absorptionskoeffizienten wird jedoch öfter in der Literatur verwendet. Typische Werte für die Lichtempfindlichkeit für LiNbO<sub>3</sub>-Kristalle zur volumenholographischen Speicherung liegen im Bereich 0.02 bis 0.1 cm/J, für geringere Strahlintensitäten.

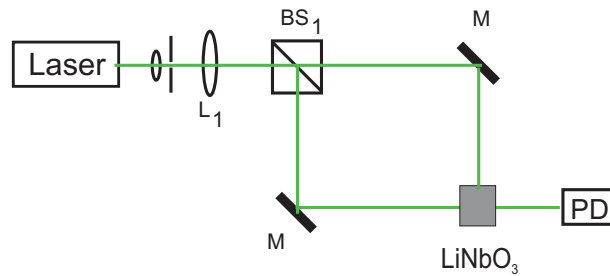
Ein weiterer Parameter zur Charakterisierung von volumenholographischen Speichermedien ist die sogenannte M-Nummer ( $M/\#$ ) [99].  $M/\#$  definiert den dynamischen Bereich eines Speichermaterials und dadurch die Anzahl der möglichen speicherbaren Hologramme. Außerdem hängt die M-Nummer von vielen Materialeigenschaften wie der Absorption, der Dotierung, den elektrooptischen Koeffizienten, sowie vom Transportmechanismus ab. Sie wird außerdem zur Charakterisierung eines Systems verwendet und kann wie folgt definiert werden [100]:

$$M/\# = \sum_{i=1}^M \sqrt{\eta_i} \quad (5.11)$$

$M$  ist die maximale Anzahl der im Volumen des Materials speicherbaren Hologramme und  $\eta_i$  ist die Beugungseffizienz vom  $i$ -ten Hologramm. Typische Werte für  $M/\#$  liegen zwischen 1 und 1.5 für einen 1 cm dicken photorefraktiven Kristall [101]. Der dynamische Bereich sowie die Lichtempfindlichkeit eines Materials können durch das Schreiben und Auslesen eines einzigen Hologramms bestimmt werden. Die zeitliche Entwicklung für diese Prozesse liefert den Beugungswirkungsgrad des gespeicherten Hologramms.

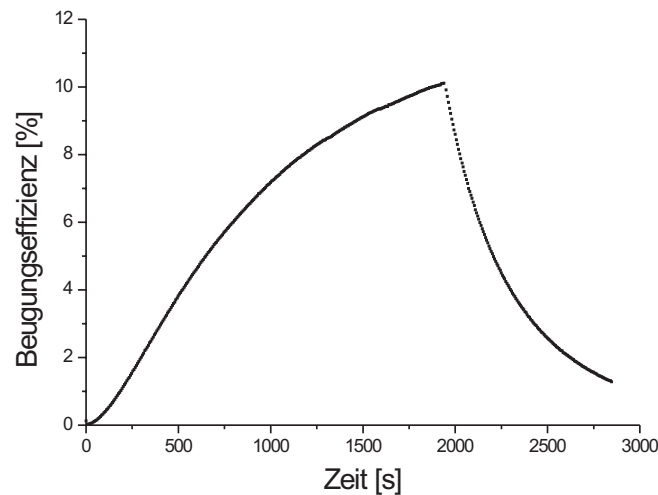
### 5.2.3 Beugungswirkungsgrad

Zur Charakterisierung der Kristalle wurde der Beugungswirkungsgrad ermittelt. Damit läßt sich sowohl der dynamische Bereich als auch die Lichtempfindlichkeit des Materials bestimmen. Die Abbildung 5.6 stellt den experimentellen Aufbau zur Messung des Beugungswirkungsgrades  $\eta$ . Der Strahl aus dem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser wurde in einen Signal- und einen Referenzstrahl aufgespalten. Beide Strahlen interferieren unter einem Winkel von 90° in den LiNbO<sub>3</sub>-Kristall. Die Intensität der Strahlen ist ca. 1 mW. In Abbildung 5.7 ist die zeitliche Entwicklung des Beugungswirkungsgrades beim Schreiben und Auslesen eines Hologramms für eine gesamte Zeit von ca. 45 min dargestellt. Aus der Messung der Beugungseffizienz beim Schreibprozeß und Auslesen eines einzigen Holo-



**Abbildung 5.6:** Experimenteller Aufbau zur Messung des Beugungswirkungsgrades für den LiNbO<sub>3</sub>-Kristall

gramms können die Lichtempfindlichkeit sowie der dynamische Bereich (M/#) bestimmt werden. Die dargestellte Messung wurde mit dem Kristall 1 durchgeführt. Für Transmis-



**Abbildung 5.7:** Zeitliche Entwicklung des Beugungswirkungsgrades beim Schreiben und Lesen eines Hologramms mit dem Kristall 1. Die gesamte Belichtungszeit beträgt ca. 45 min und der Beugungswirkungsgrad liegt bei 10%. Die Hologramme werden schnell ausgelöscht.

sionshologramme, wobei in der 90°-Konfiguration  $\theta = 45^\circ$ , ist der Beugungswirkungsgrad durch die Kogelnik-Formel gegeben [35]: Die Variation der Brechungsindexmodulation beim Schreiben und Auslöschen eines Hologramms folgt zwei exponentiellen Funktionen:

$$\Delta n_s(t) = \Delta n_\infty \cdot [1 - \exp(-t/\tau_s)] \quad (5.12)$$

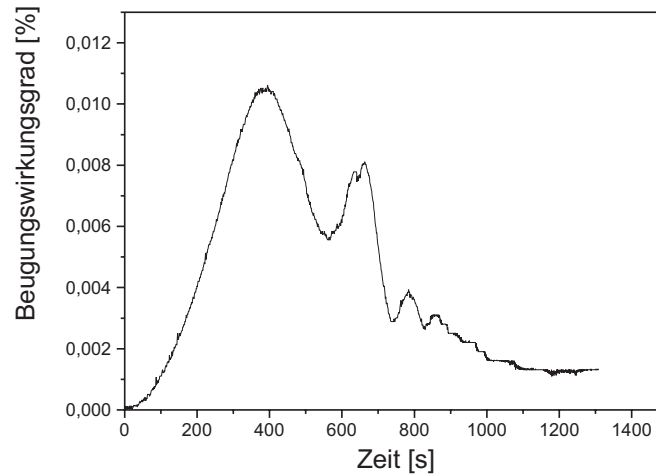
$$\Delta n_l(t) = \Delta n_\infty \cdot \exp(-t/\tau_l) \quad (5.13)$$



$\tau_s$  ist die Zeitkonstante für das Schreiben eines Hologramms und  $\tau_l$  für das Löschen.  $\Delta n_\infty$  stellt den Sättigungswert der Brechungsindexmodulation für große Zeiten ( $t \rightarrow \infty$ ) dar. Die Ermittlung der Parameter  $\tau_s$ ,  $\tau_l$  und  $\Delta n_\infty$  kann durch die Messung des Beugungswirkungsgrades erfolgen. Für kleine Schreibzeiten ( $t \ll \tau_s$ ), kann aus der Gleichung 5.13,  $\Delta n_s$  approximiert werden:

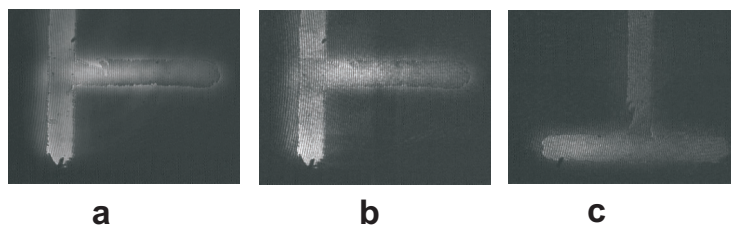
$$\Delta n_s(t) = \left( \frac{\Delta n_\infty}{\tau_s} \right) \cdot t \quad (5.14)$$

Abbildung 5.8 zeigt die zeitliche Entwicklung beim Schreiben und Auslesen eines Hologrammes in einem photorefraktiven LiNbO<sub>3</sub>:Fe-Kristall. Dieser Kristall mit unbekannter Stärke der Dotierung, besitzt keinen 45°-Schnitt und wurde in der Transmissiongeometrie verwendet. Die Oszillationen sind auf einen starken photovoltaischen Effekt zurückzuführen.



**Abbildung 5.8:** Oszillationen bei Schreiben und Auslesen eines Hologramms in einem photorefraktiven LiNbO<sub>3</sub>-Kristall mit Eisen-Dotierung

Der photovoltaische Effekt ist ein wichtiger Transportmechanismus bei LiNbO<sub>3</sub>-Kristall. Die Stärke des Effektes hängt sowohl von Verunreinigungen als auch von der Dotierung ab. Dies führt zu unterschiedlichen Zeitkonstanten des Kristalls beim Schreiben und Auslesen eines Hologramms. Jedoch rufen lange Schreibzeiten und hohe Intensitäten eine Verschlechterung der Bildqualität hervor (Abbildung 5.9) und die Dynamik des Schreibprozesses wird beeinflusst (z.B. thermische Linse im Kristall). Wird eine große Anzahl  $M$  von Hologrammen gespeichert, wobei eine lange Schreibzeit für das erste Hologramm ange-



**Abbildung 5.9:** Rekonstruktion von Hologrammen. Die Bildqualität wird deutlich verringert und die Hologramme können, aufgrund hoher Intensitäten und lange Schreibzeiten nicht vollständig rekonstruiert werden.

nommen wird, haben Mok et al. gezeigt, dass die Belichtungszeit des letzten Hologramms mit guter Abschätzung gegeben ist durch  $t_M = \tau_l/M$ . Der Beugungswirkungsgrad kann wie folgt approximiert werden [100]:

$$\eta = \left[ \left( \frac{\Delta n_\infty}{\tau_s} \cdot \frac{\tau_l}{M} \right) \right]^2 \quad (5.15)$$

Mit Gleichung 5.11 kann die M-Mummer ( $M/\#$ ) bei einer größeren Anzahl von Hologrammen wie folgt definiert werden:

$$\eta = \left( \frac{M/\#}{M} \right)^2 \quad (5.16)$$

Somit besteht ein Verhältnis zwischen  $\Delta n_\infty$  und die  $M/\#$  gegeben durch:

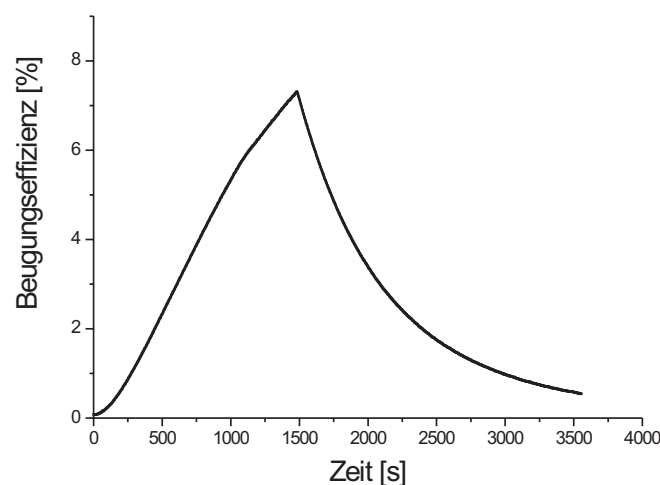
$$M/\# = \left( \frac{\Delta n_\infty}{\tau_s} \right) \cdot \tau_l \quad (5.17)$$

Die Bestimmung der M-Nummer liefert den Beugungswirkungsgrad aller Hologramme. Dabei erfolgt die Aufnahme der Hologramme mit der sequentiellen Aufnahmetechnik (Abschnitt 5.3.1). Für die drei untersuchten Kristalle sind in den Tabellen 5.2 und 5.3 die ermittelten Lichtempfindlichkeit bzw.  $M/\#$ -Nummer zusammengefaßt. Abbildung 5.10 zeigt die zeitliche Entwicklung des Beugungswirkungsgrades mit Kristall 2.

Kristall	Lichtempfindlichkeit ( $\text{cm}^2/\text{J}$ )
1	$5.11 \cdot 10^{-3}$
2	$2.63 \cdot 10^{-2}$
3	$2.5 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.2: Lichtempfindlichkeit der Speicherkristalle

Kristall	M-Nummer
1	0,31
2	1,94
3	0,10

Tabelle 5.3: Dynamischer Bereich oder M-Nummer( $M/\#$ ) für die Speicherkristalle.**Abbildung 5.10:** Zeitliche Entwicklung des Beugungswirkungsgrades beim Schreiben und Lesen eines Hologramms mit dem Kristall 2.

Aus den Ergebnissen für die drei hier untersuchten Kristalle, stellt sich heraus, dass der Kristall 2 zur Realisierung eines photorefraktiven Neuigkeitsfilters mit einer integrierten volumenholographischen Objektdatenbank für den Vergleich technischer Objekte geeignet ist. Er zeigt eine größere Zeitkonstante beim Auslesen. Der maximale Beugungswirkungsgrad liegt bei 10% bei einer Absorption von 71% und eine Lichtempfindlichkeit von  $2.63 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{J}$ . Die  $M/\#$  ist 1.94. Dieser Wert liegt über dem typischen Wert 1 [101]. Hohe Speicherkapazitäten erfordern hohe Lichtempfindlichkeit und große  $M/\#$ -Werte. Werte bis zu 42 wurden bei Polymeren erzielt [102]. Jedoch werden bei diesen Materialien, beim Schrumpfen oder Ausdehnen des Volumens, die Hologramme verzerrt. Der Kristall 1 zeigt sich qualitativ nicht geeignet für das gesamte System, da die Beugungseffizienz beim Schreiben

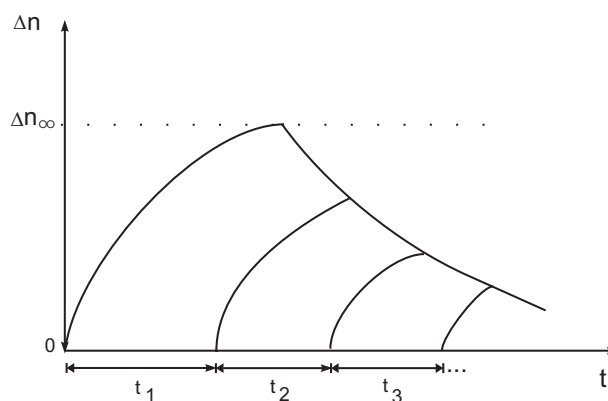
der ersten Hologramme schneller abfällt. Die Gesamtzahl an speicherbaren Hologramme wird damit eingeschränkt.

## 5.3 Optimierung: Aufnahmetechnik und Belichtungszeitplan

Ein wesentliches Problem bei Multiplexen von Hologrammen in einem photorefraktiven Material wie  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall, ist die unterschiedliche Helligkeit bei der Rekonstruktion. Für die Realisierung eines optischen Sichtprüfungssystems mit einer volumenholographischen Objektdatenbank, ist es notwendig, dass alle gespeicherten Hologramme die gleiche Beugungseffizienz haben. Dies erfordert eine Aufnahmetechnik sowie eine Belichtungszeit, die eingehalten werden muß.

### 5.3.1 Die sequentielle Aufnahmetechnik

Hologramme, die später geschrieben werden, erscheinen öfter heller bei der Rekonstruktion als die vorher aufgenommenen. Deshalb ist es notwendig, je nach verwendeter Methode einen Belichtungszeitplan für die Aufnahme aller Hologramme zu erstellen damit sie alle die gleiche Beugungseffizienz haben. Zur Speicherung von mehreren Hologrammen durch



**Abbildung 5.11:** Prinzip der sequentiellen Aufnahmetechnik. Zeitlicher Verlauf der Brechungsindexmodulation als Funktion der Zeit.

Winkelkodierung in einem photorefraktiven Medium, können zwei unterschiedliche Me-

thoden verwendet werden. Die inkrementelle Aufnahmetechnik speichert jedes Hologramm nach einer Zeit, die kleiner ist als die Zeitkonstanten des Materials und wiederholt den Vorgang bis eine bestimmte und gewünschte Beugungseffizienz erreicht ist. Die Methode hat den Vorteil, dass die Eigenschaften des Kristalls nicht bekannt sein müssen. Die Schreib- oder Belichtungszeiten  $t$  für die einzelnen Hologramme sind festgelegt:  $t_0 \ll \tau_s$ . Im Gegensatz werden bei der sequentiellen Aufnahmetechnik die Hologramme nach einer festgelegten Belichtungszeit aufgenommen. Jedes Hologramm wird geschrieben, bis es den Beugungswirkungsgrad des Vorherigen erreicht hat. Hierbei bestimmt das erste Hologramm den Beugungswirkungsgrad aller Hologramme. Die Abbildung 5.11 stellt den zeitlichen Verlauf der Brechungsindexmodulation für die sequentielle Aufnahmetechnik dar. Der Beugungswirkungsgrad aller Hologramme entspricht dem Beugungswirkungsgrad des zuletzt geschriebenen Hologramms.

### 5.3.2 Belichtungszeitplan

Wird die sequentielle Aufnahmetechnik verwendet, um eine große Anzahl von Hologrammen zu speichern, gilt für das  $(M+1)$ -te Hologramm

$$\Delta n_{M+1}(t) = \Delta n_0 \cdot [1 - \exp(-t_{M+1}/\tau_s)] \quad (5.18)$$

und gleichzeitig für das  $M$ -te Hologramm

$$\Delta n_M(t) = \Delta n_0 \cdot \exp(-t_M/\tau_l) \quad (5.19)$$

$\Delta n_0$  ist hierbei die mittlere Brechungsindexmodulation nachdem die ersten  $M$  Hologramme aufgenommen wurden,  $\tau_s$  und  $\tau_l$  die Zeitkonstanten beim Schreiben bzw. beim Auslösen eines Hologramms. Haben  $M+1$  Hologramme nach der gesamten Belichtungszeit die gleiche  $\Delta n_0$ , d.h.  $\Delta n_{M+1} = \Delta n_M$ , so gilt:

$$\left[1 - \exp\left(\frac{-t_M}{\tau_s}\right)\right] \exp\left(\frac{-t_{M+1}}{\tau_l}\right) = \left[1 - \exp\left(\frac{-t_{M+1}}{\tau_s}\right)\right] \quad (5.20)$$

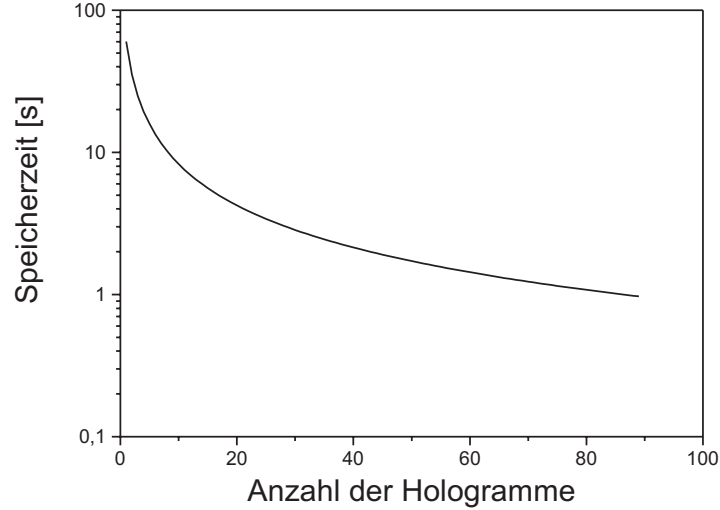
Alle geschriebenen Gitter haben die gleiche Amplitude. Dies setzt voraus  $\Delta n_M = \Delta n_{M-1}$ . Die Gleichung 5.20 besitzt keine allgemeine Lösung und kann mit Randbedingungen abgeschätzt werden.

Unter der Annahme einer längeren Aufnahmezeit für das erste Hologramm ( $t \gg \tau_s$ ) und

für  $\tau_l = \tau_s$ , kann die Gleichung 5.20 approximiert werden:

$$t_M = \tau_s \cdot \ln \left( \frac{M}{M-1} \right), \quad M \ll 1 \quad (5.21)$$

$t_M$  ist die Belichtungszeit des M-ten Hologramms, M die Anzahl der Hologramme. In Abbildung 5.12 ist die Schreibzeit als Funktion der Anzahl der Hologramme dargestellt. Werden



**Abbildung 5.12:** Schreibzeit der Hologramme als Funktion der Anzahl der Hologramme.  $\tau_s = \tau_l = 200\text{s}$

neunzig Hologramme gespeichert, so dauert die Belichtung für das letzte Hologramm ca. 0.97 s während das erste 1 mn lang belichtet wird.

Für  $\tau_s \neq \tau_l$ , kann gezeigt werden, daß die Amplitude des M-ten Hologramms wie folgt geschrieben wird [100]:

$$\Delta n_M = \Delta n_0 \left[ 1 - \exp \left( \frac{-t}{M\tau_l} \right) \right] \quad (5.22)$$

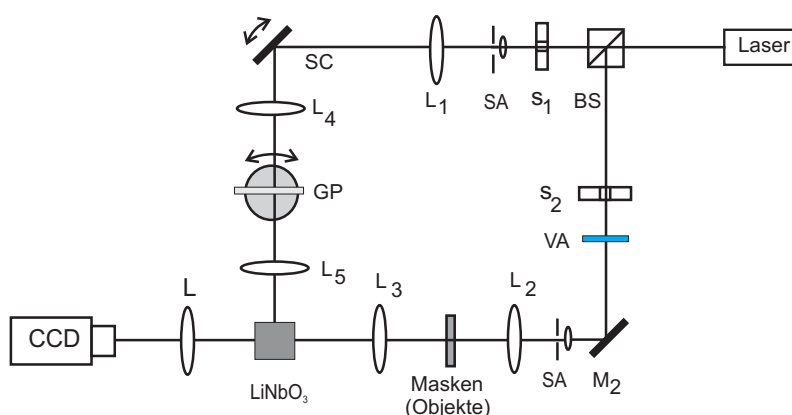
Für den Grenzfall  $\Delta n_M \ll \Delta n_\infty$  findet man für M den Grenzwert

$$M \approx \frac{\tau_l}{\tau_s} \cdot \frac{\Delta n_\infty}{\Delta n_0} \quad (5.23)$$

Die Anzahl der gespeicherten Hologramme steigt mit dem Verhältnis der Zeitkonstanten und der Amplituden der Gitter. Bei Einhaltung einer langen Belichtung kann die Anzahl der Hologramme erhöht werden. Aufbauend auf diesen Erkenntnissen wurde anhand experimenteller Ergebnisse eine volumenholographische Objektdatenbank in einem  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall realisiert.

## 5.4 Experimentelle Ergebnisse

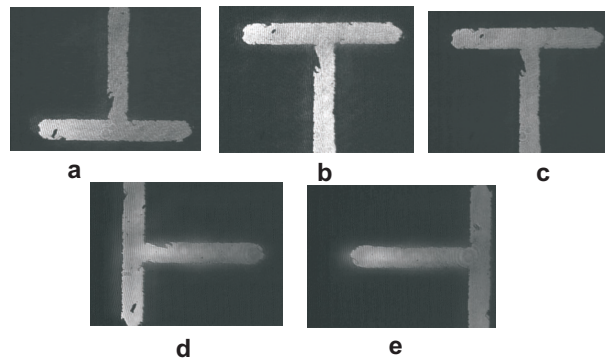
Die volumenholographische Speicherung in einem photorefraktiven Kristall ermöglicht es, mehrere Objekte im gleichen Kristallvolumen abzulegen und gezielt durch Multiplex-techniken wieder zu rekonstruieren. Die Winkelkodierung kann durch den Einsatz eines gesteuerten Spiegelscanners realisiert werden. Der experimentelle Aufbau zur Realisierung einer volumenholographischen Objektdatenbank ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Der Laser-



**Abbildung 5.13:** Experimenteller Aufbau zur Realisierung einer volumenholographischen Objektdatenbank durch Winkelkodierung. BS: Strahlteiler, S: Shutter, L: Linse, SC: Spiegelscanner, GP: Glasplatte, VA: Variabler Filter

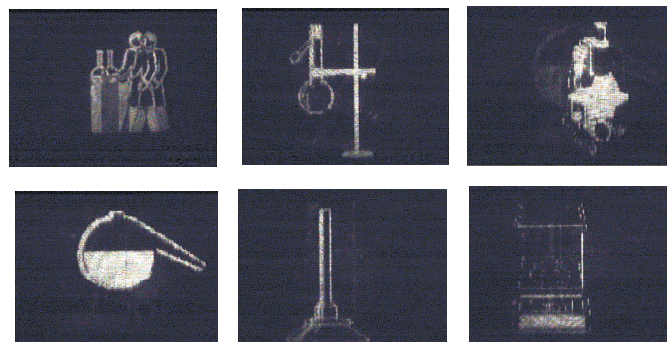
strahl aus einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) wird durch einen Strahlteiler (BS) in zwei Strahlen aufgeteilt. Die zwei aufgeweiteten Strahlen bilden den Referenz- bzw. den Signalstrahl. Der letztere beleuchtet ein Objekt und wird in dem Kristall abgebildet. Durch Überlagerung mit dem Referenzstrahl wird das Objekt gespeichert. Die Rekonstruktion erfolgt beim Ausschalten des Signalstrahls. Soll ein weiteres Objekt gespeichert werden, so wird der Spiegelscanner (SC) angesteuert und ein neuer Winkel eingestellt. Die Teleskopanordnung mit den Linsen  $L_4$  und  $L_5$  ermöglicht die Speicherung im gleichen Volumen, da der Einfallswinkel des Referenzstrahls auf den im Fokus der zweiten Linse stehenden  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall eingestellt wird. Die Abbildung 5.14 zeigt die Rekonstruktion von Hologrammen, die mit einer Winkeldifferenz von 0.0084 zwischen den einzelnen Referenzstrahlen, aufgezeichnet wurden. Neuaufnahmen erfolgten ohne Zwischenfixierung der vorher gespeicherten Bilder und kein Übersprechen ist erkennbar.

Statt das manuelle Auswechseln der Objekte, kann alternativ zur Eingabe der Objekte



**Abbildung 5.14:** Rekonstruktion von Hologrammen ohne Übersprechen. Bei der Aufnahme von zwei benachbarten Hologrammen, beträgt die Winkeldifferenz zwischen den Referenzstrahlen  $0.0084^\circ$ .

einen Amplitudenmodulator (Spatial Light Modulator) im Signalstrahl verwendet werden. Der hier verwendete Amplitudenmodulator ist ein Flüssigkristall-Display (LCD). Da nur eine geringere Anzahl der aktiven Elemente an den Pixeln noch benutzbar waren, konnte die volle Auflösung des Displays ( $640 \times 480$  Pixel) nicht verwendet werden. Die Abbildung 5.15

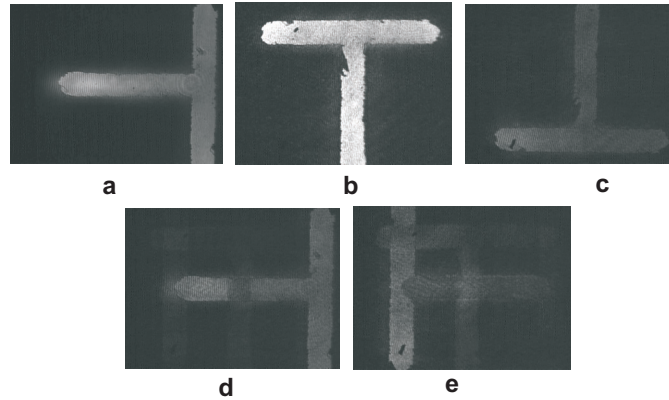


**Abbildung 5.15:** Rekonstruktion von Hologrammen unter Verwendung eines Amplitudenmodulator (SLM).

zeigt die Rekonstruktion von verschiedenen gespeicherten Objekten. Der erhaltene Kontrast mit diesem Amplitudenmodulator reichte jedoch nicht, einen Objektvergleich mit den gespeicherten Bildern durchzuführen.

In einem weiteren Experiment, in dem die Winkeldifferenz zwischen den einzelnen Referenzstrahlen nur noch  $0.005$  beträgt, ist die Rekonstruktion einzelner Hologramme ohne Übersprechen (Cross-Talk) nicht mehr gewährleistet, wie in der Abbildung 5.16 dargestellt. Es ist deutlich, dass einzelne Hologramme nicht mehr getrennt, sondern gleichzei-





**Abbildung 5.16:** Rekonstruktion von Hologrammen. Eine übersprechungsfreie Rekonstruktion ist nicht mehr gewährleistet, da die Winkeldifferenz zwischen den Referenzstrahlen nicht genügend groß ist.

ausgelesen werden. Die kleinste Winkeldifferenz zwischen zwei Referenzstrahlen, bei der die gespeicherten Hologramme ohne Übersprechen ausgelesen werden, wird durch die Bragg-Selektivitätswinkel  $\Delta\theta = \lambda/2 \cdot L \cdot \sin\theta$  definiert [103]:  $\lambda$  ist die Wellenlänge der verwendeten Lichtquelle,  $L$  die Dicke des Speichermaterials und  $\theta$  der Einfallswinkel zwischen Referenz- und Signalstrahl. Kleine Wellenlängen oder dicke Materialien erhöhen die Bragg-Selektivität. Eine Untersuchung des Übersprechens (Cross-Talk) bei der Rekonstruktion von Volumen hologrammen wird im nächsten Abschnitt vorgenommen.

## 5.5 Cross-Talk

Bei der Speicherung einer großen Anzahl von Volumen hologrammen in einem photorefraktiven Kristall durch Winkelmultiplexing, erfolgt die selektive Rekonstruktion ohne Übersprechen, wenn ein genügend großer Winkel zwischen den Referenzstrahlen zur Speicherung der einzelner Objekte gewährleistet ist. Außerdem führt das Expandieren oder Schrumpfen eines Speichermaterials nach der Speicherung der Hologramme auch zum Übersprechen oder Cross-Talk. Photorefraktive Materialien weisen eine gute Stabilität auf, so dass der Effekt des Schrumpfens oder Expandierens vernachlässigt wird. Bei anderen Speichermaterialien wie organischen Polymeren, stellt der Effekt nicht nur eine Quelle für das Rauschen durch Cross-Talk, sondern auch ein limitierender Faktor für die Kapazität von Speichersystemen dar. In der vorgestellten Konfiguration im Abschnitt 5.1.2, werden die

Bilder als zufällige Amplitudenverteilungen von Pixeln, die die Werte 0 und 1 haben. Ist das Raum-Bandbreite-Produkt der gespeicherten Bilder viel kleiner als die transversale Ausdehnung  $t$  des Kristalls, können die zwei letzten sinc-Funktionen in der Gleichung 5.7 durch  $\delta$ -Funktionen approximiert werden. Die Gleichung kann somit integriert werden. Daraus folgt für einen beliebigen Punkt das Signal zu Rausch Verhältnis [103]:

$$g(x_2, y_2) \propto \sum_{m=-M}^M f_m \left( -x_2 - \frac{\lambda f}{2\pi} \Delta K_{mnx}, -y_2 - \frac{\lambda f}{2\pi} \Delta K_{mny} \right) \cdot \text{sinc} \left[ \frac{t}{2\pi} \left( \Delta K_{mnz} + \frac{\Delta K_{mnx} x_2 + \Delta K_{mny} y_2}{f} + \lambda \frac{\Delta K_{mnx}^2 + \Delta K_{mny}^2}{4\pi} \right) \right] \quad (5.24)$$

wobei  $\Delta \mathbf{K}_{mn} = \mathbf{k}_m - \mathbf{k}_n$  die Differenz der Wellenvektoren des  $m$ -ten Referenz- bzw. Le-sestrahls ist. Sie stellt ein Maß für die Erhaltung der Bragg-Bedingung. Für  $\mathbf{k}_m = \mathbf{k}_n$  gilt für das abgebeugte Feld in der Ausgabeebene:

$$g_m(x_2, y_2) \propto f_m(-x_2, -y_2) \quad (5.25)$$

Das Minuszeichen stellt ein invertiertes Bild dar.  $\mathbf{k}_m \neq \mathbf{k}_n$  ( $m \neq i$ ) verursacht Rauschen oder Übersprechen (Cross-Talk) beim Auslesen der gespeicherten Bilder.

Beim Cross-Talk besteht ein Eingangsbild aus einer Anzahl von beleuchteten Pixeln in der Bildebene. Erhöhter Cross-Talk an einem Punkt entspricht einer großen Anzahl von beleuchteten Pixeln in der  $x_2 y_2$ -Ebene. Diese überlagern sich. Dementsprechend kann der Cross-Talk an diesem Punkt gleich dem eines Pixels approximiert werden, wenn das Licht von einem Detektor der gleichen Fläche detektiert wird.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pixel ein- oder ausgeschaltet ist, beträgt  $1/2$ . Die Bilder werden durch  $|f_m|^2 = 1$  für 'Pixel-Ein' und  $|f_m|^2 = 0$  für 'Pixel-Aus' definiert. Das Verhältnis Rauschen-zu-Signal (NSR) kann somit wie folgt geschrieben werden:

$$NSR = \frac{1}{2} \sum_{m \neq i} \text{sinc}^2 \left[ \frac{t}{2\pi} \left( \Delta K_{miz} + \frac{\Delta K_{mix} x_2 + \Delta K_{miy} y_2}{f} + \lambda \cdot \frac{\Delta K_{mix}^2 + \Delta K_{miy}^2}{4\pi} \right) \right]$$

Die Differenzen lauten explizit:

$$\begin{aligned} \Delta K_{mix} &= 0, \\ \Delta K_{miy} &= \frac{2\pi}{\lambda} \frac{y_m - y_i}{f} \left( -\cos \theta_n + \frac{1}{2} \sin \theta_n \frac{y_m + y_i}{f} \right) \\ \Delta K_{miz} &= \frac{2\pi}{\lambda} \frac{y_m - y_i}{f} \left( -\sin \theta_n - \frac{1}{2} \cos \theta_n \frac{y_m + y_i}{f} \right) \end{aligned} \quad (5.26)$$

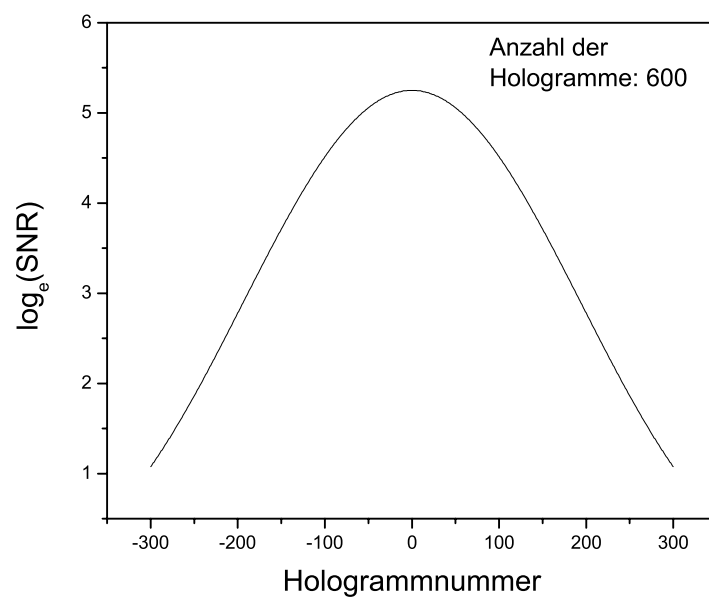
Die  $y_{m,i}$  sind die Orte der Referenzstrahlen. Unter Annahme, dass der Abstand zwischen zwei benachbarten Punkten in der Referenzebene ausreichend groß ist, kann das NSR wie folgt umgeschrieben werden:

$$NSR = \sum_{m \neq i} \text{sinc}^2 \left[ \frac{t}{\lambda} \frac{y_m - y_i}{f} \left( 1 - \frac{y_2}{f} \frac{y_m + y_i}{2f} \right) \right] \quad (5.27)$$

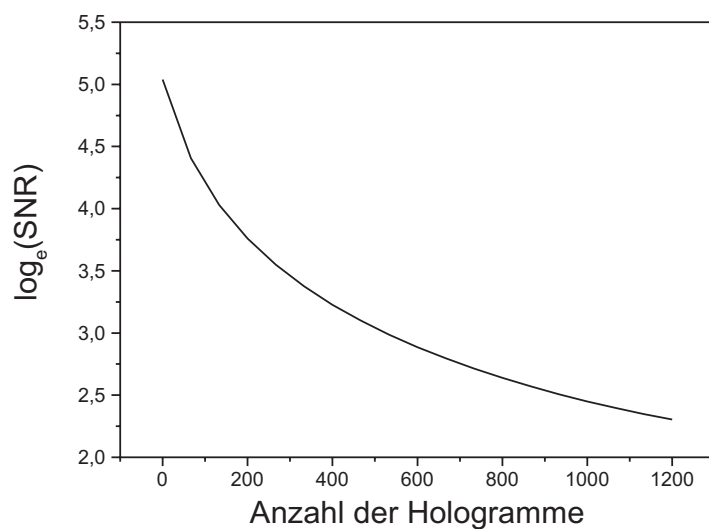
$m$  ist die Anzahl der Hologramme und das  $i$  steht für das  $i$ -te Hologramm von der gesamten Anzahl. Ein genügend großer Abstand zwischen zwei Referenzstrahlen ist gegeben durch:

$$y_{i+1} - y_i = \Delta = \frac{\lambda f}{t \sin \theta} \quad (5.28)$$

Damit kann die Gleichung für NSR minimiert werden, da die sinc-Funktion bei diesem Wert ein Minimum zeigt.  $\theta$  ist dabei  $90^\circ$ .  $f$  stellt die Brennweite der verwendeten Linsen. Abbildung 5.17 zeigt das Rauschen-zu-Signal-Verhältnis (SNR) als Funktion der Hologrammnummer. Die Ergebnisse zeigen, dass Hologramme mit Referenzstrahlen, die am Rande stehen, ein geringeres SNR aufweisen. Die Hologramme werden von  $-m$  bis  $+m$  gezählt. Für das hier zu realisierende System wurde von einer geringeren Anzahl von Hologrammen ausgegangen, um das System zu demonstrieren. Dabei stellt sich heraus, dass das Rauschen-zu-Signal-Verhältnis vernachlässigbar ist. Außerdem fällt das SNR bei der Speicherung einer großen Anzahl von Hologrammen ab, wie in Abbildung 5.18 dargestellt. Ohne Fixierungsprozess werden jedoch die Hologramme umso schwächer, je länger sie gespeichert sind.



**Abbildung 5.17:** Das Signal zu Rausch Verhältnis als Funktion der Hologrammnummer.  $y_2 = 1.5$  cm in der Ausgabebene für jedes Hologramm. Die Anzahl der Hologramme ist 600.



**Abbildung 5.18:** Das Signal zu Rausch Verhältnis als Funktion der Anzahl der Hologramme.  $y_2 = 1.5$  cm in der Ausgabebene für jedes Hologramm.

# Kapitel 6

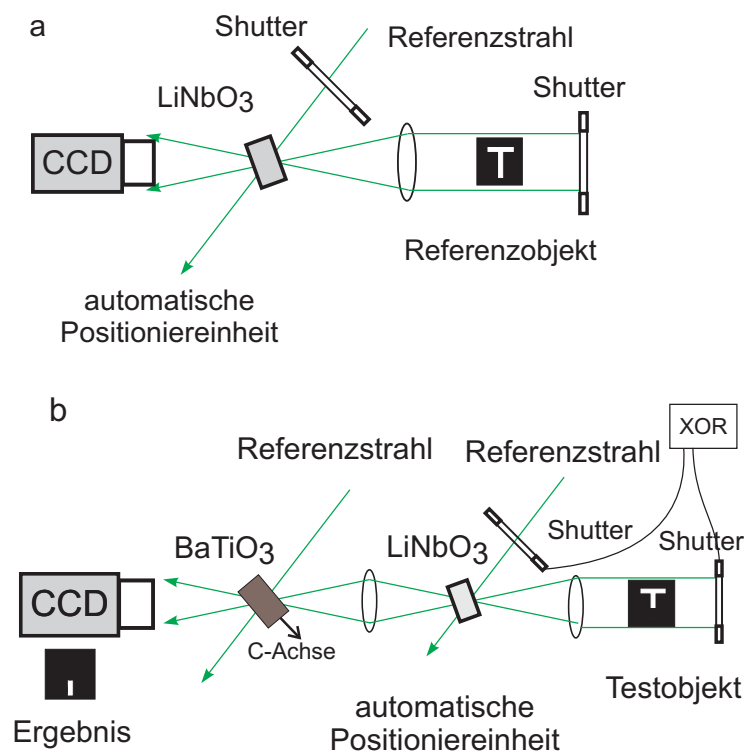
## Das optische Sichtprüfungssystem

*Durch das Einbinden einer volumenholographischen Objektdatenbank in ein System zum Objektvergleich, ergibt sich die Möglichkeit, ohne das Vorhandensein des eigentlichen Referenzobjektes, Testobjekte auf Vollständigkeit zu überprüfen. Dabei erfolgt der Vergleich zwischen einem realen Prüfling und einem Hologramm des Referenzobjektes. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein volloptisches System zum Objektvergleich mit einer implementierten volumenholographischen Objektdatenbank realisiert. Ein optischer VanderLugt-Korrelator wurde als automatische Positioniereinheit in das System integriert. Eine entwickelte Software ermöglicht die vollautomatische Bedienung des Systems. Das aufgebaute System wird in diesem Kapitel vorgestellt. Es wird auf die einzelnen Komponenten eingegangen. Experimentelle Ergebnisse zur Bewegungsdetektion und Objektvergleich stellen den Kern dieses Kapitels dar.*

### 6.1 Volumenholographische Speicherung des Referenzobjektes

Die Problematik, dass ein Referenzobjekt, mit dem die Prüflinge verglichen werden sollen, oft ein teures Unikat ist, oder dass es als Original an verschiedenen Stellen benötigt wird, regt die Idee an, für den Vergleich der Prüfobjekte, ein Hologramm des Originals heranzuziehen. Die volumenholographische Speicherung in einem photorefraktiven Kristall bietet zusätzlich die Möglichkeit, mehrerer Hologramme im gleichen Kristallvolumen ab-

zulegen und gezielt durch Multiplextechniken wieder zu rekonstruieren. Dies eröffnet die Möglichkeit zur Realisierung einer volumenholographischen Objektdatenbank mit mehreren Referenzobjekten. Die Flexibilität des Systems an Prüfaufgaben kann damit erheblich gesteigert werden. Die Vorteile einer solchen volumenholographischen Objektdatenbank liegen in der hohen Speicherkapazität, die mehrere hundert Objekte umfassen kann, der hohen Auflösung der Bilder, die als nicht-digitalisierte Bilder im Kristall abgelegt werden, und der schnellen Zugriffzeiten. Das Auslesen erfolgt parallel und ohne zeitliche Verzögerung. Theoretisch sind Speicherkapazitäten bis zu 1 Tbyte möglich [104]. Transferraten bis zu 1 Gbit/s wurden schon bei Systemen zur volumenholographischen Speicherung demonstriert [105]. In einem  $\text{LiNbO}_3$ -Kristalls sind grundsätzlich mehrere tausend Hologramme speicherbar und wieder rekonstruierbar [8, 91, 96]. Das Auslesen des Hologramms eines Referenzobjekts kann zudem sehr viel schneller erfolgen, als das manuelle Auswechseln und Positionieren eines realen Referenzobjekts. Der Prozess der Speicherung und des Ob-



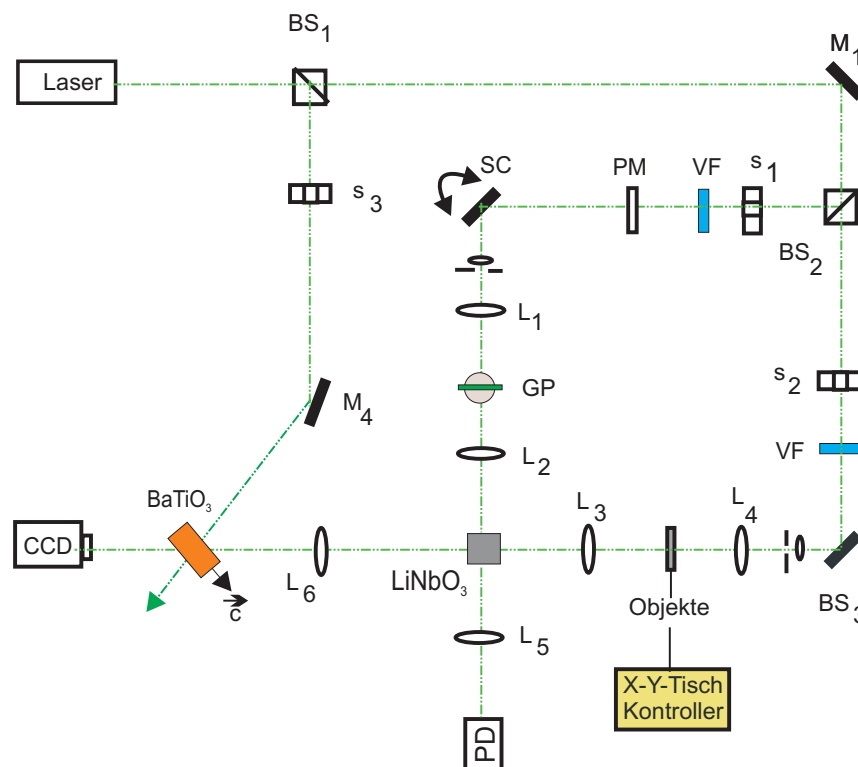
**Abbildung 6.1:** Prinzip des Objektvergleiches mit Volumenholographisch gespeicherten Referenzobjekt.  
a: Holographische Speicherung des referenzobjektes      b: Auslesen des Hologramms und Objektvergleich

jektvergleichs erfolgt in zwei Schritten, wie in Abbildung 6.1 dargestellt. Zunächst wird

durch Überlagerung vom Strahl mit Information des Referenzobjektes und einem Referenzstrahl (Referenzstrahl 1) ein Hologramm im  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall gespeichert. Das gespeicherte Hologramm kann ausgelesen und anschließend dem  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall zum Objektvergleich dargeboten werden. Hier wird ein weiterer Referenzstrahl (Referenzstrahl 2) verwendet. In einem zweiten Schritt wird das Referenzobjekt durch ein Testobjekt ersetzt. Der Strahl, der das Testobjekt durchläuft, wird über den  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall in den  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall abgebildet. Nach dem Prinzip der Neuigkeitsfilterung (Kapitel 3), kann dieses Objekt mit dem als Hologramm gespeicherten Referenzobjekt, durch Bildsubtraktion verglichen werden. Der als Objektdatenbank verwendete  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall kann in diesem Fall gleichzeitig die Funktion des im Kapitel 4 beschriebenen VanderLugt-Korrelators übernehmen. Das Korrelationssignal wird zur Positionierung des Prüflings verwendet. Eine computer-basierte Ansteuerung der elektronischen Teile ermöglicht die Automatisierung des optischen Prozessors zum Objektvergleich durch Neuigkeitsfilterung. Im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit wurde das komplette System demonstriert und aufgebaut.

## 6.2 Aufbau des Systems

Die Skizze in Abbildung 6.2 stellt den experimentellen Aufbau dar, mit dem das System realisiert wurde. Der Strahl aus dem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser, mit einer maximalen Leistung von 100mW, wird durch die Strahlteiler  $\text{BS}_1$  und  $\text{BS}_2$  in zwei Referenzstrahlen und einen Bildstrahl aufgeteilt. Der reflektierte Anteil von  $\text{BS}_1$  durchstrahlt unter einem festen Winkel den  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall. Der reflektierte Anteil von  $\text{BS}_2$ , Referenzstrahl zur Speicherung von Objekten, durchläuft einen elektrisch angesteuerten Shutter ( $\text{S}_1$ ), einen Phasenmodulator, einen variablen Filter sowie einen Spiegelscanner (SC). Die Linsen  $\text{L}_1$  und  $\text{L}_2$  bilden eine optische Teleskopanordnung. Damit bleibt das Wechselwirkungsvolumen der Strahlen im photorefraktiven  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall, bei der Speicherung mehrerer Hologramme, unverändert. Dies ermöglicht die Speicherung und Rekonstruktion verschiedener Referenzobjekte im gleichen Volumen des Kristalls, wobei für jedes Hologramm ein anderer Einfallswinkel eingestellt wird. Der Anteil des Strahls, der  $\text{BS}_2$  passiert, durchstrahlt die Transmissionsobjekte (zum Speichern des Referenzobjektes, später zum Vergleich die Prüflinge), und wird durch  $\text{L}_3$  in den  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall abgebildet. Durch Überlagerung des Signalstrahls mit einem Referenzstrahl im Kristall, wird ein Hologramm



**Abbildung 6.2:** Experimenteller Aufbau des photorefraktiven optischen Prozessors zum Objektvergleich mit einer Volumenholographischen Objektdatenbank und einer integrierten Positioniereinheit. M: Spiegel, SC: Spiegelscanner, BS: Strahlteiler, L: Linse, GP: Glasplatte, PM: Phasenmodulator, VF: variabler Filter, S: Shutter, PD: Photodiode, CCD: Kamera

gespeichert. Das selektive Auslesen erfolgt durch die Wiedereinstellung des Einfallswinkels des Referenzstrahls, der zur Speicherung des gewählten Referenzobjekts verwendet wurde. Ein Teil der Intensität am zuvor gespeicherten Hologramm des Referenzobjekts wird abgelenkt und kann für den Korrelator zur exakten Positionierung des Prüflings herangezogen werden. Der als Objektdatenbank funktionierenden  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall übernimmt gleichzeitig die Rolle des Speichermediums für den Korrelator. Der Anteil des Bildstrahls, der das Hologramm passiert, wird in den  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall fokussiert und erfährt dort mit dem ersten Referenzstrahl, die oben beschriebene Neuigkeitsfilterung. Ein Shutter (S3) schaltet diesen Strahl ein oder aus. Mit variablen Filtern bzw. einem Phasenmodulator werden die Intensitätsverhältnisse bzw. relative Phasenänderungen zwischen den Strahlen, wenn ein Objekt aus der Datenbank ausgelesen wird und mit einem realen Objekt verglichen wird,



abgeglichen.

## 6.3 Die Komponenten

Zum Aufbau und zur Demonstration des optischen Prozessors zum Objektvergleich mit einer integrierten Positioniereinheit und einer volumenholographischen Objektdatenbank wurden verschiedene Komponenten benötigt. Sowohl optische als auch elektronische Komponenten wurden eingesetzt. Die Schlüsselkomponenten sind dabei die Speichermaterialien, der Phasenmodulator, der computergesteuerte XY-Verschiebetisch und der Spiegelscanner. Alle diese Komponenten sowie die entwickelte Software zur automatischen Steuerung des Systems werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

### 6.3.1 Die Speichermaterialien

Zur Speicherung von Volumenhologrammen stehen alternativ  $\text{LiNbO}_3$ - bzw.  $\text{BaTiO}_3$ -Kristalle zur Verfügung. Die im Kapitel 3 und 5 beschriebenen Eigenschaften beider Kristalle definieren ihre Anwendungsbereiche.

Ein  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall eignet sich, aufgrund eines geringeren Energietransfers, was auch eine gute Voraussetzung für Abbildungseigenschaften darstellt [106], zur volumenholographischen Speicherung von Objekten. Bei diesem Kristall bildet sich wenig Beamfanning.  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall ist das ideale Material zur Durchführung einer optischen Bildsubtraktion. Der Kristall kann eine schnelle Zeitkonstante (ca. 1 s) aufweisen und ermöglicht somit einen Objektvergleich, bei dem mehrere Prüfungszyklen durchgeführt werden können.

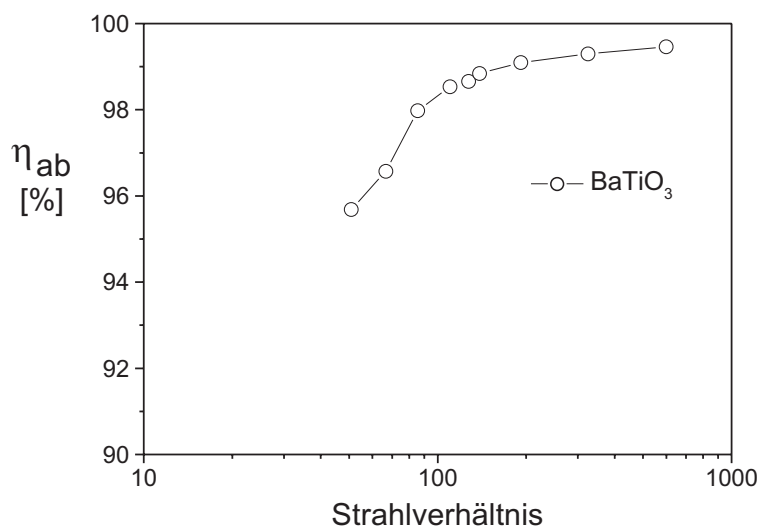
#### $\text{LiNbO}_3$

Als wichtiges Element für die Realisierung sowohl einer volumenholographischen Objektdatenbank als auch eines optischen VanderLugt-Korrelators, muss der  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall bestimmte Eigenschaften erfüllen: eine hohe Empfindlichkeit und ein guter  $M/\#$ -Wert. Abweichungen in der Planität und Parallelität der Kristallflächen oder Inhomogenitäten führen zu Bildverzerrungen. Eine gute optische Qualität ist ausschlaggebend für die Abbildungseigenschaften.

Zur Realisierung des optischen Sichtprüfungssystems wurde der unter Nummer 3 geführte  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall verwendet. Aufgrund des sogenannten  $45^\circ$ -Schnitts, wurde der Kristall in der  $90^\circ$ -Konfiguration eingesetzt. Bei einer Absorption von 71% bei der verwendeten Wellenlänge  $\lambda = 532 \text{ nm}$  und einer Dotierung mit Eisen von  $5 \cdot 10^{-4} \%$  pro Mol, wurde bei der ermittelten Zeitkonstante, die Speicherung von Hologrammen, die anschließend zum Objektvergleich mit realen Testobjekten herangezogen wurden, realisiert und demonstriert. Allerdings konnten die Hologramme nach einer Zeit von über einer Stunde nicht mehr vollständig rekonstruiert werden.

### $\text{BaTiO}_3$

Die Wahl für den  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall erfolgte nach den im Kapitel 3 durchgeführten Messungen. Dabei stellte sich heraus, dass sowohl der Kristall mit Kobalt-Dotierung als auch Cerium-Dotierung zur Realisierung des Systems verwendet werden kann. Beide Kristalle



**Abbildung 6.3:**  $\eta_{ab}$  als Funktion des Strahlverhältnisses für die zur Verfügung stehenden Intensitäten für den Objektvergleich.

weisen eine Zeitkonstante von ca. 1 s auf und einen  $\eta_{ab}$ -Wert von 98% für die verwendeten Strahlverhältnisse.

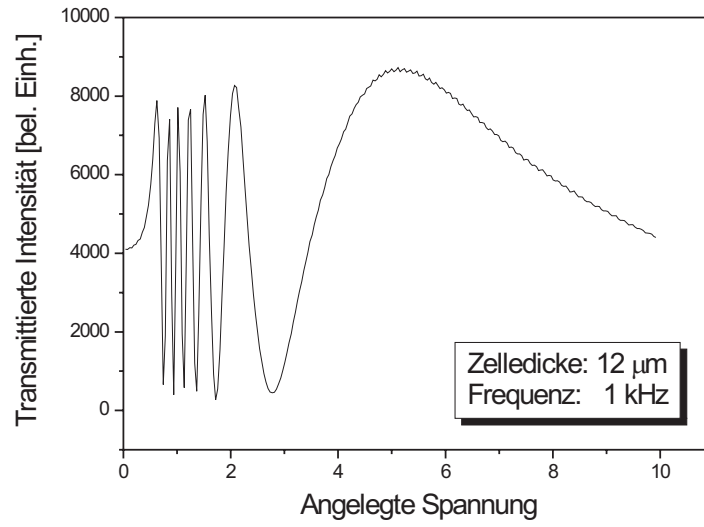
Erste Experimente für das gesamte System zeigten jedoch, dass die zur Verfügung stehenden Intensitäten des signaltragenden Strahls zum Objektvergleich schwach sind. Die maximale Intensität des Referenzstrahls zum Objektvergleich beträgt 13 mW. Einen Anteils der Gesamtleistung des Lasers wird zur Realisierung der Objektdatenbank sowie für den optischen Korrelator verwendet. Für die neu-erreichbaren Intensitätsverhältnisse zwischen den Strahlen zur Durchführung eines Vergleichs durch Neuigkeitsfilterung, kann  $\eta_{ab}$  ca. 99% erreichen (Abbildung 6.3). Mit einem Signalstrahls von 256  $\mu$ W im Experiment, beträgt das Verhältnis Signal- zu Referenzstrahl 1 zu 50. Bei diesem Wert ist jedoch der Kontrast schon auf 60% seines Maximalwertes abgefallen. Aber einen Objektvergleich kann noch durchgeführt werden. Somit ist für einen effizienten Objektvergleich, ein Kompromiss notwendig, da zu hohe oder zu niedrige Verhältnisse zwischen dem Signal- und dem Referenzstrahl zur Verminderung des Kontrastes führen.

### 6.3.2 Der Phasenmodulator

Zum Ausgleich der Phasendifferenzen zwischen den Strahlen, wenn ein Objekt aus der Objektdatenbank ausgelesen und ein Testobjekt beleuchtet wird, wurde ein Phasenmodulator eingesetzt. Der verwendete Phasenmodulator ist eine planparallele Flüssigkristall-Zelle, die stufenlos durch eine angelegte Wechselspannung, einen hohen Phasenhub erreichen kann. Die Flüssigkristallzelle besteht aus zwei planparallelen Glasplatten, die auf der Innenseite mit ITO (Indium-Zinn-Oxid) beschichtet sind. Die Schichten sind elektrisch leitend und transparent für Wellenlängen im optischen Bereich. Eine Orientierungsschicht aus Polyamid auf der ITO-Schicht bewirkt eine Orientierung der Flüssigkristalle. Das durch das Anlegen einer Spannung an den Elektroden induzierte elektrische Feld ruft eine Umrichtung der Moleküle hervor. Die daraus resultierende Brechungsindexmodulation kann zur Manipulation des einfallenden Strahles verwendet werden. Zur Messung des Phasenhubs der verwendeten Zelle als Funktion der angelegten Spannung, wird zuerst die Transmission der Zelle für verschiedene Spannungen zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren gemessen. Nach dem Analysator ist die Intensität gegeben durch [107]:

$$I = I_0 \sin^2(2\theta) \cdot \sin^2(\Delta\phi/2) \quad (6.1)$$

$\theta$  ist der Winkel zwischen dem Polarisator und der Hauptachse der Flüssigkristallmoleküle und  $\Delta\phi$  die Phasenverschiebung. Stellt man  $\theta = 45^\circ$ , so ist der Kontrast maximal [108].



**Abbildung 6.4:** Transmittierte Intensität als Funktion der angelegte Spannung bei senkrechter Ausrichtung des Analysators.

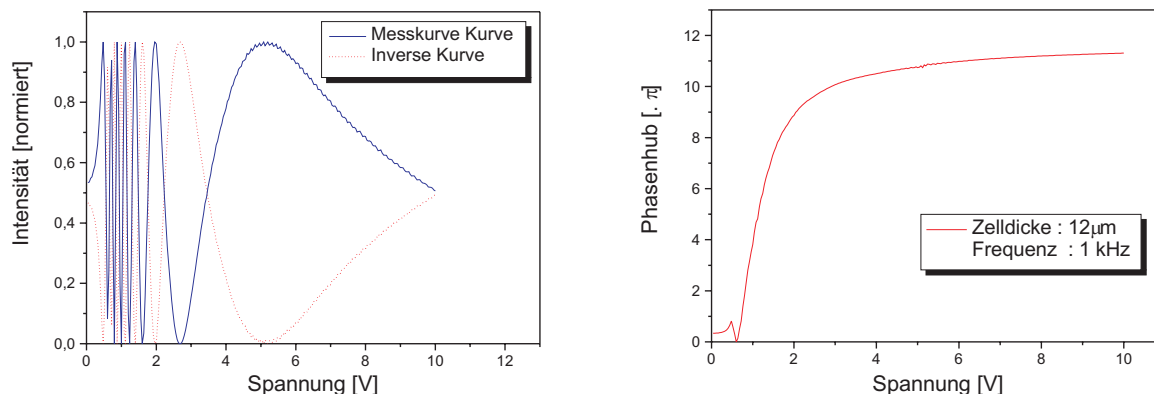
Die transmittierte Intensität der Zelle ist danach gegeben durch:

$$I_{\perp} = I_0 \sin^2(\Delta\phi/2) \quad I_{\parallel} = 1 - I_{\perp} \quad (6.2)$$

$\perp$  und  $\parallel$  bezeichnen die senkrechte bzw. parallele Ausrichtung des Polarisators zum Analysator. Die Phasenverschiebung  $\Delta\phi$  ist gegeben durch:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\Delta n \cdot d}{\lambda} \quad (6.3)$$

$d$  ist die Dicke der Zelle,  $\lambda$  die verwendete Wellenlänge und  $\Delta n$  die Brechungsindexvariation der Flüssigkristallschicht. Die Intensitätsmodulation in Abhängigkeit von der Spannung für die Zelle ist der Abbildung 6.4 zu entnehmen. Zur Berechnung des Phasenhubs als Funktion der angelegten Spannung haben Wu et al. [107], eine einfache Methode entwickelt. Diese Methode betrachtet beide Intensitäten der Gleichung 6.2. Daraus läßt sich eine kalibrierte Kurve berechnen (Abbildung 6.5 (links)). Der Phasenhub  $\phi$  kann anschließend berechnet werden. Die Abbildung 6.5 (rechts) zeigt den Phasenhub als Funktion der angelegten Spannung. Die Zelle wurde in der Arbeitsgruppe Mikrooptische Systeme, des gleichen Instituts in dem die vorliegende Arbeit realisiert wurde, hergestellt. Die Zelle hat eine Dicke von 12  $\mu\text{m}$ . Der maximale Phasenhub ist  $11\pi$  bei einer maximalen angelegten



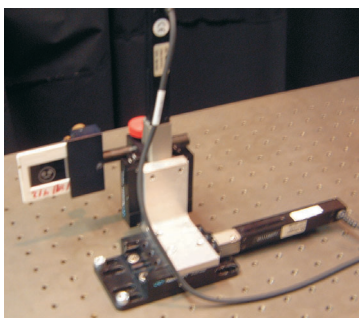
**Abbildung 6.5:** Transmittierte Intensität bzw. Phasenhub als Funktion der angelegten Spannung. Links: kalibrierte Kurve aus den Messdaten. Rechts: Spannung-Phasenhub-Charakteristik. Der maximale relative Phasenhub ist  $11\pi$ .

Spannung von ca. 10V. Sie zeigt einen relativen großen linearen Bereich (bis  $8\pi$ ). Bei solchen Flüssigkristallzellen ist die Schaltzeit proportional zum Quadrat der Zelldicke.

### 6.3.3 Elektronische und mechanische Komponente

#### XY-Verschiebetisch

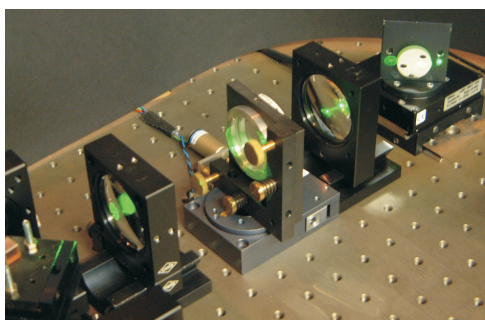
Zur Untersuchung des transversalen Auflösungsvermögens des Systems wurden elektronische Komponenten zur Verschiebung und Positionierung von Prüfobjekten eingesetzt. Der XY-Verschiebetisch besteht aus zwei hochpräzisen Aktuatoren Modell 12CC und 25PP der *CMA-Serie linear actuators* von Newport. Diese Modelle, bestehend aus Schritt- und Gleichstrommotoren, ermöglichen durch Ansteuerung über eine Steuerelektronik Modell ESP 300 von Newport eine zuverlässige Verstellung. Das kleinste Adressraster liegt bei  $0,5\ \mu\text{m}$ , für eine Geschwindigkeit von bis zu  $400\ \mu\text{m/s}$ . Eine Positionsrückmeldung von Sensoren erhöht die Genauigkeit der Positionierung. Der maximale Verstellweg ist 12,5 bzw. 25 mm. Die Abbildung 6.6 zeigt ein Bild des aufgebauten XY-Verschiebetisches.



**Abbildung 6.6:** Computer-gesteuerten X-Y-Verschiebetisch zur transversalen bzw. vertikalen Verschiebung von Objekten.

### Spiegelscanner

Der Einsatz von piezomechanischen Stellelementen, akustooptischen Strahldeflektoren oder von Spiegelscannern zur Kodierung von Referenzstrahlen bei der volumenholographischen Speicherung mehrerer Objekte, erfordert eine korrekte Justierung, damit die Hologramme im gleichen Wechselwirkungsvolumen der schreibenden Strahlen abgelegt werden. In dieser Arbeit erfolgt die Einstellung der Einfallswinkel für die Referenzstrahlen mit einem Spiegelscanner. Er besteht aus einem Rotationstisch, Modell SR50CC von Newport, auf dem einen Spiegel in einer Fassung aufgebaut wurde. Die Ansteuerung erfolgt über den gleichen Kontroller ESP 300. Die Auflösung liegt bei  $0,001^\circ$  (Angabe des Herstellers) bei einer Geschwindigkeit von  $4^\circ/\text{sec}$ . Das System besitzt außerdem einen Umkehrspiel. Dieses Problem wird durch eine angesteuerte Glasplatte behoben, wie in Abbildung 6.7 zu sehen ist. Eine Schwierigkeit der Winkelkodierung besteht in der Reproduzierbarkeit einer vor-



**Abbildung 6.7:** Anordnung zur Adressierung von Hologramme, GP: Glasplatte, L: Linse

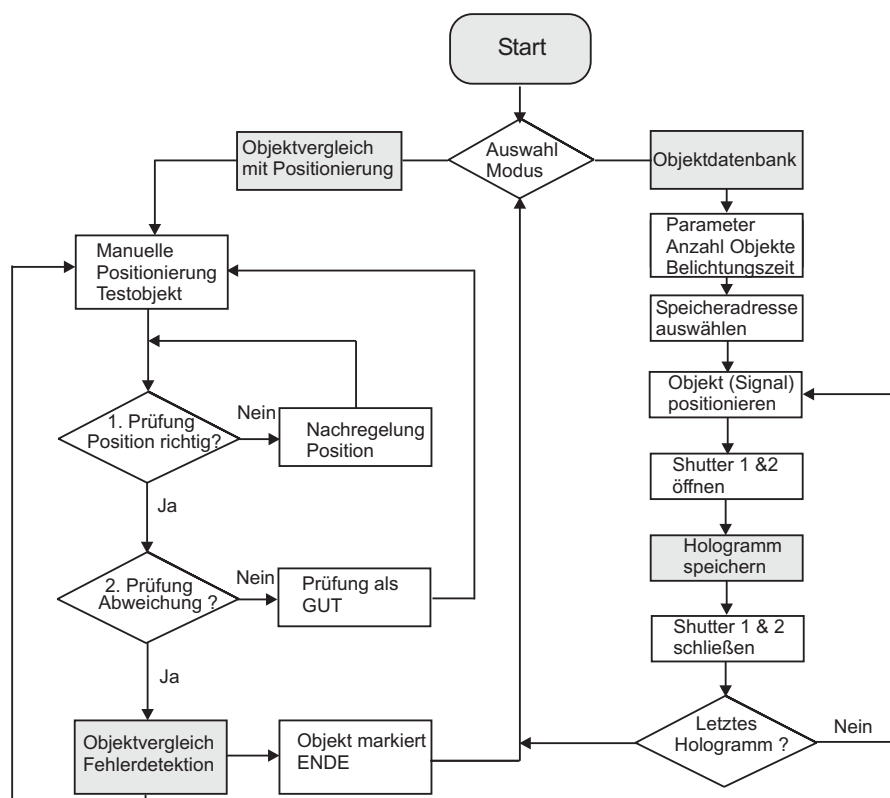
her gefahrenen Position, was beim Auslesen der Hologramme eine wesentliche Rolle spielt. Der Einsatz von räumlichen Lichtmodulatoren im Referenzstrahlarm ermöglicht gezielt, die Einfallswinkel zu definieren, um dieses Problem zu vermeiden. In dieser Arbeit wird zur Verbesserung des Systems, eine angesteuerte Glasplatte zwischen den Linsen des Teleskops aufgebaut. Wird die Glassplatte horizontal verkippt, so erhält der Referenzstrahl einen geringen Strahlversatz senkrecht zur Propagationsrichtung. Der kleinste Winkelversatz aus der vorderen Linse im Teleskop ist kleiner als eine Bogensekunde. Damit konnte eine exakte Rekonstruktion der gespeicherten Hologramme sowie eine Erhöhung des Scanbereiches erreicht werden.

### 6.3.4 Die Ansteuerungssoftware

Die Abbildung 6.8 zeigt das Ablaufschema für das Programm. Aus den zwei Hauptzweigen kann entweder ein Objektvergleich mit bereits in der Datenbank abgespeicherten Referenzobjekten realisiert oder eine neue Objektdatenbank erstellt werden. Das Vorpositionieren der Objekte erfolgt manuell. Die Ansteuerung der Shutter ( $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ ) findet automatisch in Abhängigkeit der gewählten Funktionen statt. Eine graphische Benutzeroberfläche (Abbildung 6.9) in der Programmiersprache VISUAL C++, ermöglicht eine Auswahl einzelner Programmfunktionen. Während die Speicherung eines einzigen Hologramms mit der Option *Holo Simple* realisiert wird, können bei der Herstellung einer volumenholographischen Objektdatenbank, sowohl die Anzahl der Hologramme als auch die gesamte Belichtungszeit angegeben werden. Für den Korrelator wird zuerst, nach Vorpositionierung (manuell), die Startpunkte, der Bereich und die Schrittweite vorgegeben. Die CCD-Kamera ist nicht mit der Software gekoppelt. Die Bilder werden anhand eines Framegrabbers zum Rechner übergeben.

## 6.4 Experimentelle Ergebnisse

Zur Untersuchung des optischen Prozessors auf seine Eignung zum Objektvergleich zwischen einem Prüfling und einem volumenholographisch gespeicherten Referenzobjekt, wurden zuerst einzelne Experimente, ohne den optischen Korrelator im System, durchgeführt. Sowohl Bewegungsdetektion bei einer definierten Verschiebung eines Objekts als auch einen



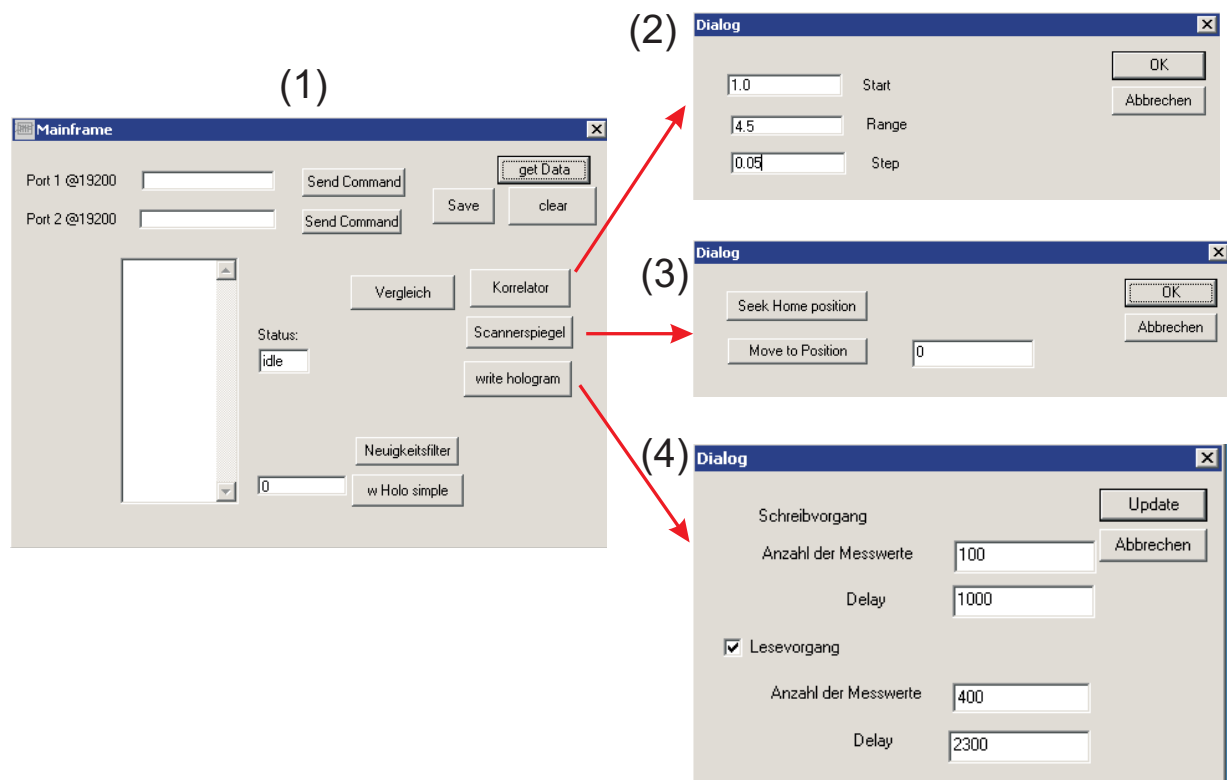
**Abbildung 6.8:** Schema für den Ablauf des Programms zur Ansteuerung des Systems zum Objektvergleich mit volumenholographischen gespeicherten Referenzobjekten. Der Objektvergleich erfolgt nach Positionierung der Prüflinge.

Objektvergleich mit realen Testobjekten wurden mit dem System realisiert.

### 6.4.1 Bewegungsdetektion

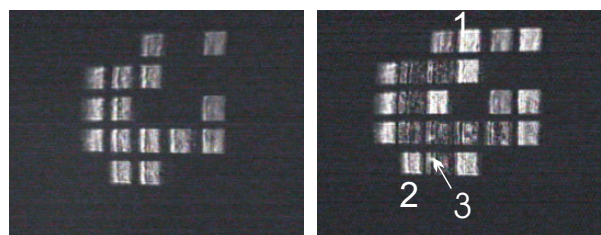
Ein Referenzobjekt, ein Transmissionsobjekt, wurde volumenholographisch in dem  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall gespeichert. Das Objekt wird anschließend von seiner initialen Position verschoben und mit dem volumenholographischen gespeicherten Objekt durch Neuigkeitsfilterung im  $\text{BaTiO}_3$ -Kristall verglichen. Das Objekt besteht aus einer beliebigen Anordnung von Quadraten. Die Verschiebung des Objekts wird durch das Verschwinden oder Auftreten eines Quadrates an einer beliebigen Stelle festgestellt. Der Korrelator zur Positionierung wird dabei nicht verwendet. Die Vorpositionierung erfolgt manuell und die Verschiebung mit dem Verschiebetisch. In Abbildung 6.10 ist das Ergebnis für das Experiment dargestellt.





**Abbildung 6.9:** Benutzeroberfläche für die Ansteuerungssoftware für den optischen Korrelator zum Objektvergleich mit einer volumenholographischen Objektdatenbank. 1: Hauptmaske 2: Positionierung mit dem Korrelator 3: Ansteuerung des Scannerspiegels 4: Speichervorgang für die Hologramme

Dabei wird deutlich, dass das Auftreten (1) oder Verschwinden (2) eines Quadrates als



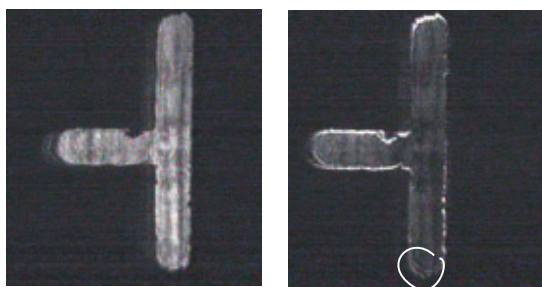
**Abbildung 6.10:** Bewegungsdetektion bei definierter Verschiebung eines Objekts. Links: Das Referenzobjekt, volumenholographisch gespeichert. Rechts: Ergebnis. Das Objekt wurde um eine definierte Strecke von seiner initialen Position verschoben.

eine Neuigkeit vom System interpretiert und am Ausgang angezeigt wird. Erscheint ein Quadrat an der gleichen Stelle, wo ein anderes gerade verschwindet, so bleibt der Ausgang

an dieser Stelle dunkel. Da das neue Objekt dem alten entspricht, wird es abgelenkt und am Ausgang nicht angezeigt. Hat sich das System an das neue Ereignis angepaßt (ein neues Gitter wird aufgebaut), kann eine weitere Bewegung detektiert werden. Da das System zu Phasenänderungen (Luftfluktuationen, Phasenprofil von Kunststofffolien) sensitiv ist, werden Bereiche fälschlicher Weise als Neuigkeit detektiert (3).

Wird ein Objekt um eine definierte Strecke verschoben, so ist eine Schweif- bzw. Konturbildung an beiden Enden des Objektes zu erwarten [109, 110]. Die Länge des Schweifes ist von der Geschwindigkeit, mit der das Objekt verschoben wurde, abhängig. Bei aufeinander folgenden Verschiebungen mit einer Geschwindigkeit, die größer als die Zeitkonstante des Kristalls ist, bildet sich der Schweif. Nach der ersten Bewegung, wird ein neues Gitter aufgebaut. Findet die zweite Verschiebung statt, bevor das Gitter sich aufgebaut hat, sind diese Stellen noch zu erkennen. Jedoch sind die neudetektierten Stellen heller. Eine Beschreibung dieses Phänomen ist in [110] zu finden. Hier wurde jedoch zuerst das Objekt um eine bestimmte Strecke verschoben und dann der Objektvergleich durchgeführt.

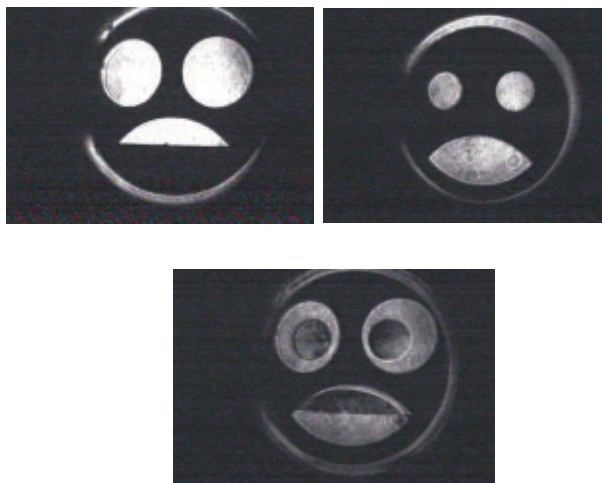
In einem weiteren Experiment wurde ein Objekt, das zuerst volumenholographisch gespeichert wurde, von seiner initialen Position um  $10\text{ }\mu\text{m}$  vertikal verschoben. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.11 zu sehen. Das Resultat ist vergleichbar mit den Ergebnissen im Abschnitt 3.3.2 mit realen Objekten. Am unteren Ende ist keine Helligkeit zu erkennen. Dies wird auf die kritische Phasenlage zwischen den zwei Signalstrahlen zurückgeführt.



**Abbildung 6.11:** Detektierte Abweichung bei Verschiebung eines Objektes in vertikaler Richtung. Links: das volumenholographische gespeicherte Objekt, rechts: das Ergebnis, nachdem das Objekt um  $10\text{ }\mu\text{m}$  verschoben wurde. Am unteren Ende ist aufgrund eines Phasenfehlers, keine Helligkeit zu erkennen.

### 6.4.2 Objektvergleich

Die Abbildung 6.12 zeigt das Ergebnis zwischen zwei auf Kunststofffolien aufgedruckten Masken. Die gleichen Objekte wurden schon bei Denz [111] verglichen. Dabei wurde von



**Abbildung 6.12:** Objektvergleich mit einem volumenholographischen gespeicherten Referenzobjekt. Oben links: das Prüfling, das real vorliegt. Oben rechts: volumenholographisch gespeicherte Referenzobjekt. Unten: das Ergebnis des Vergleichs. Abweichungen erscheinen heller als andere Bildanteile.

der selbstgepumpten Phasenkonjugation Gebrauch gemacht, um die Subtraktion durch destruktive Interferenz zu realisieren. Die Ergebnisse sind vergleichbar. Aufgrund einiger Messunsicherheiten in diesen Experimenten, wurden Optimierungen vorgenommen, um eine fehlerfreie Prüfung zu realisieren.

### 6.4.3 Optimierungen

Zur Verbesserung der Resultate eines Objektvergleichs durch Verminderung der Ungenauigkeiten im System wurden einige Optimierungen vorgenommen.

- Die Justierung

Beim Aufbau des gesamten Systems wird auf die Qualität der ebenen Wellen geachtet. Dabei werden die Durchmesser der Strahlen, die die Objekte durchstrahlen, vergrößert um

eine homogene Fläche in der Mitte des Strahles zu gewährleisten. Die verwendeten Linsen haben einen Durchmesser von 50 mm und die Aufweitung des Signalstrahls beträgt 15 mm. Außerdem ist eine korrekte Positionierung der einzelnen Komponenten (Linsen, Pinholes, Kamera) für eine Erhöhung der Abbildungsqualität ausschlaggebend.

- Der optische Korrelator

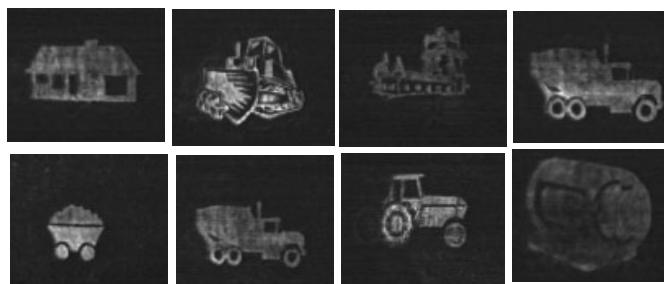
Durch den Einsatz eines optischen Korrelator wird das Vorhandensein einer Abweichung detektiert. Dabei kann das Kreuzkorrelationssignal für das zu prüfende Objekt mit dem Autokorrelationssignal des Referenzobjektes verglichen werden, bevor ein Objektvergleich durchgeführt werden kann. Damit kann der Korrelator eine Vorprüfung im optischen Prozessor durchführen. Dies ergibt die Möglichkeit, Testobjekte auszusortieren und die Prüfung für mehrere Objekte zu beschleunigen.

- Der Phasenmodulator

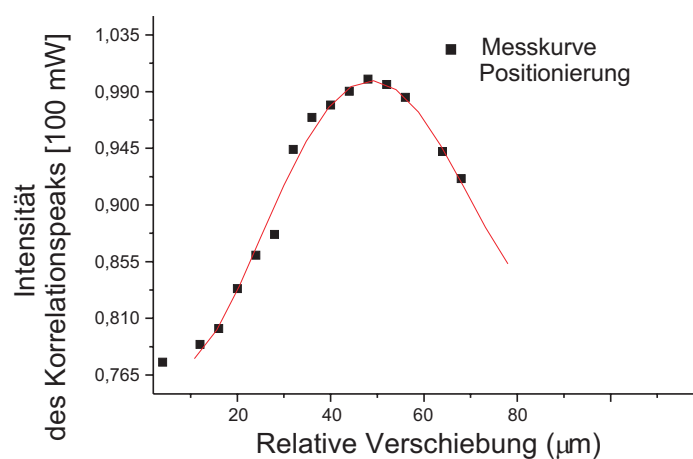
Der Vergleich zwischen zwei Bildern findet statt, wenn eine destruktive Interferenz zwischen den beiden Signalstrahlen vorliegt. Die zwei Wellen müssen phasenverschoben sein ( $\pi$ ) und die gleiche Amplitude haben. Das Letztere wird durch variablen Filter realisiert. Für die relativen Phasen wird ein, im Abschnitt 6.3.2 vorgestellter Phasenmodulator eingesetzt. Der korrekte Abgleich der relativen Phasen, bei der Überlagerung der Strahlen vom realen Prüfling und vom zuvor als Hologramm gespeicherten Referenzobjekt, wurde somit realisiert.

- Speicherkapazität

Zur Erstellung der Objektdatenbank konnte durch Implementierung der automatisierten Glasplatte im Teleskop, ein größerer Scanbereich verwendet werden. Außerdem hat die 90°-Konfiguration den Vorteil, dass die maximale Winkelselektivität erreicht wird und eine große Anzahl von Hologrammen gespeichert werden können. Somit kann die Speicherkapazität der volumenholographischen Objektdatenbank erhöht werden. Für einen Scanbereich von ca. 2° können ca. hundert Bilder in den LiNbO<sub>3</sub>-Kristall gespeichert und selektiv ausgelesen werden. Die Abbildung 6.13 zeigt ein Beispiel der Rekonstruktion von zwölf Bilder aus einer volumenholographischen Objektdatenbank. Die Bilder sind eine Folge von Autos, Häuser und Zügen.



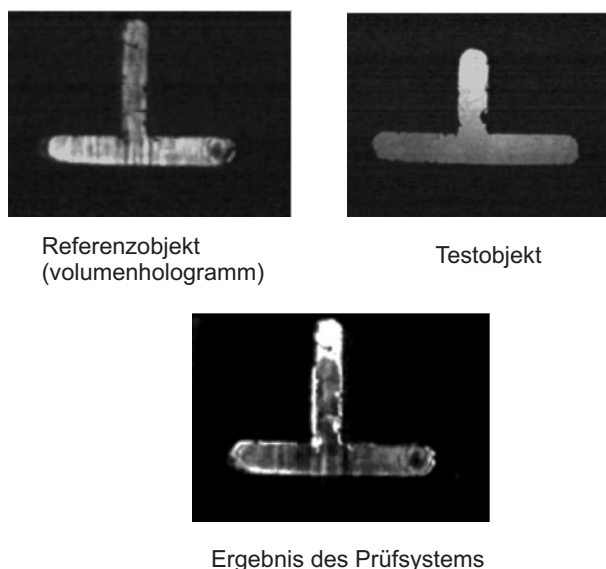
**Abbildung 6.13:** 8 rekonstruierte Bilder aus einer volumenholographischen Objektdatenbank



**Abbildung 6.14:** Intensität des Korrelationspeaks als Funktion der Verschiebung des Testobjekts (unvollständiger T). Das reale Objekt wurde von einer Anfangsposition verschoben bis die beste Position erreicht ist.

- Experimentelle Ergebnisse für eine Positionierung und einen Objektvergleich

Zur Positionierung des realen Objekts relativ zum gespeicherten Referenzobjekt (vollständiger Buchstabe T), wird mit dem optischen Korrelator, die Intensität des Korrelationspeaks als Funktion der Verschiebung des Objekts aufgenommen. Die Abbildung 6.14 zeigt die gemessene Kurve, bei der das reale Objekt (Buchstabe T mit verkürztem vertikaler Anteil) um definierte Verschiebungen von einer initialen Position bewegt wurde, bis beide Objekte optimal positioniert wurden. In Abbildung 6.15 zeigt das Ergebnis eines Objektvergleichs zwischen einem volumenholographisch gespeicherten Referenzobjekt aus einer



**Abbildung 6.15:** Objektvergleich zwischen einem volumenholographischen Referenzobjekt und einem realen Objekt mit Defekt (verkürzter vertikaler Anteil). Oben links: das Referenzobjekt (Hologramm), oben rechts: das Prüfobjekt. Abweichungen zwischen beiden Objekten werden als Helligkeit angezeigt.

realisierten Objektdatenbank (Abschnitt 4.3.4), und einem realen Prüfling. Die Objekte sind zwei Transmissionsobjekte. Der Prüfling weist einen Defekt (verkürzter horizontaler Anteil) auf. Die Abweichung zwischen beiden Objekten ist deutlich zu erkennen. Kleine Strukturen im Bereich von 10 bis 20  $\mu\text{m}$  (Ausfransungen) können angezeigt werden. Die Markierung auf dem Ergebnis des Vergleichs ist auf eine Inhomogenität des Referenzstrahls zurückzuführen und wird nicht als Defekt detektiert.

#### 6.4.4 Diskussion

Die hier neuentwickelte und vorgestellte Messmethode erfüllt die Anforderungen einer Fehlerdetektion ohne das Vorhandensein eines realen Referenzobjektes. Das Verfahren ist an Prüfaufgaben (neue Objekte, neue Fehler) adaptiv. Die detektierte Abweichung zwischen zwei Objekten hängt nicht von der Art des Fehlers ab. Das Winkelmultiplexing-Verfahren ermöglicht die Erstellung einer Objektdatenbank. Ein wesentliches Problem bei der Speicherung und beim Auslesen mehrerer Objekte, ist die Beugungseffizienz der verschiedenen Hologramme, die nacheinander gespeichert werden. Die sequentielle Aufnahmetechnik so-

wie die Definition einer gesamten Belichtungszeit für die Speicherung aller Hologramme vermindern dieses Problem. Die automatisierte Positionierung der Objekte vor einem Objektvergleich dauert 4 s. Dies stellt die Taktrate beim Vergleich mit mehrerer Prüfungszyklen dar, da die Antwort des BaTiO<sub>3</sub>-Kristall ohne zeitliche Verzögerung erfolgt. Außerdem verbesserte der integrierte optische Korrelator, das transversale Auflösungsvermögen des Systems auf 3  $\mu\text{m}$ . Bei der Bewegungsdetektion mit einem volumenholographisch gespeicherten Referenzobjekt, liegt die detektierbare Verschiebung bei 10  $\mu\text{m}$ . Durch die Implementierung der angesteuerten Glasplatte, sind die Referenzstrahlen zur Aufnahme der Hologramme exakt definiert. Der Scanbereich konnte dadurch vergrößert werden. Jedoch beschränkt die feste Optik die volle Ausnutzung des gesamten Volumens des Materials. Alternativ können weitere Ablensysteme in das System eingeführt werden. Das Gesamtsystem wird dadurch sehr empfindlich und fehleranfällig. Da das Ziel in der vorliegenden Arbeit, die Demonstration und Realisierung eines optischen Prozessors zum Objektvergleich mit volumenholographisch gespeicherten Referenzobjekten ist, wurde von einer geringeren Anzahl von Hologrammen ausgegangen. Die erzielten Ergebnisse zeigen, dass eine Erweiterung der Anzahl von speicherbaren Hologramme keinen limitierenden Faktor darstellt.





# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

Im Mittelpunkt dieser experimentellen Arbeit stand die Realisierung eines optischen Prozessors für den Vergleich technischer Objekte. Das System besitzt eine volumenholographische Objektdatenbank und ermöglicht somit den Vergleich zwischen realen Test- und volumenholographisch gespeicherten Referenzobjekten.

Zunächst wurden, nach einer Einführung in die Grundlagen des photorefraktiven Effekts, die physikalischen Funktionsprinzipien eines photorefraktiven Neuigkeitsfilters untersucht. Die wichtigsten Parameter zur Beschreibung eines Neuigkeitsfilters, wie die Reaktionszeit des verwendeten photorefraktiven  $\text{BaTiO}_3$ -Kristalls, der Phasen- bzw. Amplitudenkontrast, wurden dabei berücksichtigt. Außerdem wurde für zwei zur Verfügung stehende Kristalle, das Verhalten eines  $\text{BaTiO}_3$ -Kristalls in Abhängigkeit der gesamten verwendeten Intensität untersucht. Hierbei stellte sich heraus, dass der Kristall mit Kobalt-Dotierung sich zur Realisierung eines Neuigkeitsfilters eignet. Damit wurde eine Konfiguration für einen Neuigkeitsfilter mit zwei Bildarmen realisiert und zum Vergleich zweier Objekte eingesetzt. Abweichungen zwischen zwei Objekten wurden detektiert und als Helligkeit am Ausgang des Systems angezeigt.

Die Problematik der Fehlpositionierung der zu prüfenden Objekte, die vom System als Defekt am Objekt erkannt wird, wurde durch Ergänzung des Systems um eine automatisierte Positioniereinheit auf der Basis eines optischen Korrelators behoben. Die eingesetzte VanderLugt-Konfiguration verwendet einen photorefraktiven  $\text{LiNbO}_3$ -Kristall als Speichermedium. Die Eigenschaften der zu Verfügung stehenden Kristalle wurden auch untersucht. Bei der Positionierung werden die Testobjekte dabei gezielt so geschoben, bis die Ant-

wort des Korrelators maximal wird. Dieser Korrelator stellt gleichzeitig die erste Stufe eines Objektvergleichs dar, da die Amplitude des Korrelationssignals Aufschluß über eine Übereinstimmung zwischen zwei Objekten gibt. Die Antwort des verwendeten BaTiO<sub>3</sub>-Kristalls erfolgt ohne zeitliche Verzögerung und entspricht der des damit realisierten Neuigkeitsfilters. Damit wird die Frequenz bei aufeinander folgenden Prüfzyklen durch die Geschwindigkeit der Positionierung bestimmt. Außerdem wurde anhand experimenteller Ergebnisse, der Einsatz des hier verwendeten optischen Korrelator in der Mustererkennung demonstriert. Durch weitere Messungen konnte das transversale Auflösungsvermögen des Systems bis auf 3  $\mu\text{m}$  gesteigert werden.

Im Gegensatz zu vielen automatischen Methoden ist ein optisches Sichtprüfungssystem durch Neuigkeitsfilterung mit einem BaTiO<sub>3</sub>-Kristall nicht von Art der Fehler abhängig. Es führt keine Vermessung des Objekts durch. Nur die Unterschiede zwischen einem Referenz- und einem Testobjekt werden dargestellt. Das System ist somit adaptiv zu Prüfaufgaben. Um dem System mehr Flexibilität zu verleihen, um damit das manuelle Auswechseln von Referenzobjekten zu vermeiden, wurde es um eine volumenholographische Objektdatenbank erweitert. Ein Vorteil besteht darin, dass der als Speichermedium eingesetzte LiNbO<sub>3</sub>-Kristall, gleichzeitig die Rolle einer Objektdatenbank einnimmt. Hier wurde die Methode der Winkelkodierung eingesetzt. Messergebnisse mit dem realisierten System zeigten, dass ein Übersprechungsfreies Auslesen der gespeicherten Objekte gewährleistet ist, wenn ein Winkelabstand von  $0.0084^\circ$  zwischen den einzelnen Referenzstrahlen eingehalten wird. Die Einbindung einer angesteuerten Glasplatte ermöglicht die Vergrößerung des Scanbereichs und damit die Anzahl der speicherbaren Volumenhologramme. Die Hologramme wurden nach der sequentiellen Aufnahmetechnik gespeichert. Dabei spielen die Zeitkonstanten beim Schreiben und Auslesen eines Hologramms, sowie die Belichtungszeit aller Hologramme eine wichtige Rolle. Ebenso wurden Berechnungen zur Untersuchung des Effektes des Cross-Talks durchgeführt.

Bei der Realisierung des optischen Prozessors zum Objektvergleich mit integrierter Positioniereinheit und einer implementierten Objektdatenbank wurden sowohl optische als elektronische Elemente verwendet. Die Schlüsselkomponente wurden deshalb untersucht und vorgestellt. Mit einer entwickelten Software wurde die automatische Ansteuerung des Systems realisiert. Die Übertragung der vom Neuigkeitsfilter verarbeiteten Bildinformationen zur Auswertung erfolgt seriell. Die wesentlichen Schritte im System werden jedoch rein optisch durchgeführt.

Damit konnte zum ersten Mal ein optisches Sichtprüfungssystem realisiert werden, mit dem verschiedene Bilder in einer volumenholographischen Objektdatenbank gespeichert, selektiv ausgelesen und mit realen Prüflingen verglichen werden konnten. Die Auflösung des Systems, im Vergleich zu einer Prüfung mit realen Objekten, liegt bei  $10\text{ }\mu\text{m}$ . Abweichungen in dieser Größenordnung konnten beim Vergleich technischer Objekte detektiert und angezeigt werden.

Die Speicherung der Objekte bevor ein Vergleich mit realen Prüflingen durchgeführt wurde, erfolgte ohne Fixierung der Hologramme. Bei den Experimenten konnten die gespeicherten Objekte bis zu einer Stunde je nach Speicherzeit und verwendeten Kristall ausgelesen werden.

Der Einsatz neuer Materialien auf der Basis photosensitiver Polymere wie PMMA für die Realisierung der Objektdatenbank stellt sich als eine Alternative dar. Das Material zeigt einen großen dynamischen Bereich, eine gute optische Transparenz, die Hologramme sind resistent und werden durch einen chemischen Prozeß gespeichert. Charakterisierung solcher Materialien für den Einsatz im aufgebauten optischen Sichtprüfungssystem als Objektdatenbank, sowie die Speicherung digitaler Bilder, stellen weiterführende Untersuchungen zu dieser Arbeit dar.



# Anhang : Kristalleigenschaften

## BaTiO<sub>3</sub>

Eigenschaften	Werte	Referenzen
Kristallstruktur	T<-90°:rhomboedrisch, ferroelektrisch -90 < T < 9°: mm2,orthorhombisch, ferroelektrisch 9° < T < 130°:4mm,tetragonal, ferroelktrisch 130 < T: m3m: kubisch	
Brechungsindices	$n_0=2.485$ $n_e=2.42$ ( $\lambda =514,5$ nm)	[112] [112]
Dielektrische Konstanten	$\epsilon_{11} = 4300, 3700$ (unclamped) $\epsilon_{11} = 2400$ (clamped) $\epsilon_{33} = 168, 150$ (unclamped) $\epsilon_{33} = 60$ (clamped)	[113, 112] [112] [113, 112] [114]
Elektrooptische Koeffizienten	$r_{42} = 1640 \cdot 10^{-12}$ m/V(unclamped) $r_{42} = 820 \cdot 10^{-12}$ m/V (clamped)  $r_{33} = 80 \cdot 10^{-12}$ m/V, $100 \cdot 10^{-12}$ m/V (unclamped) $r_{33} = 28 \cdot 10^{-12}$ m/V $23 \cdot 10^{-12}$ m/V (clamped) $r_{13} = 15 \cdot 10^{-12}$ m/V (unclamped) $r_{13} = 8 \cdot 10^{-12}$ m/V [118](clamped)	[115] [116]  [115, 117] [118, 117] [117]

**LiNbO<sub>3</sub>**

<b>Eigenschaften</b>	<b>Werte</b>	<b>Referenzen</b>
Kristallstruktur	20° < T < 1210°: 3m rhomboedrisch, ferroelektrisch	
Brechungsindices	$n_0=2.33$ $n_e=2.24$ ( $\lambda = 514,5$ nm)	[115] [115]
Dielektrische Konstanten	$\epsilon_{33} = 29$ ( $\lambda = 633$ nm)	[113]
Elektrooptische Koeffizienten	$r_{13} = 10.6 \cdot 10^{-12}$ m/V (unclamped) $r_{33} = 34.06 \cdot 10^{-12}$ m/V (unclamped)	[113, 115] [115, 112]

# Literaturverzeichnis

- [1] A. Kasper, T. Rinder, and H. Rothe, Charakterisierung von technischen Oberflächen mittels hochauflösender Streulichtmessung, *Vortrag auf DFG-Kolloquium im Schwerpunktprogramm*, Automatische Sichtprüfung technischer Objekte, 01.03.1999, Erlangen, Germany
- [2] J. Cornillaut, *Appl. Opt.* 11, Seite 2, 1972
- [3] w. Jüptner und M. Kalms, Formerfassung und Formprüfung mit inverser Streifen-Projektionssystem, *Vortrag auf DFG-Kolloquium im Schwerpunktprogramm*, Automatische Sichtprüfung technischer Objekte, 01.03.1999, Erlangen, Germany
- [4] M. Sedlatschek, J. Trumpfheller, M. Müller, C. Denz, T. Tschudi, Differentiation and subtraction of amplitude and phase images using a photorefractive novelty filter, *Appl. Phys. B* 68, Seite 1047, 1999
- [5] A. VanderLugt, Signal detection by complex spatial filtering, *IEEE Trans. Inf. Theory*, IT-10, Seite 139, 1964
- [6] F.S. Chen, J.T. LaMacchia und D.B. Fraser, Holographic storage in lithium niobate, *Appl. Phys. Lett.* 13, Seite 223, 1968
- [7] L. Hesselink und M.C. Bashaw, Optical memories implemented with photorefractive media, *Opt. and Quant. El.* 25, Seite 611, 1993
- [8] F.H. Mok, Angle-multiplexed storage of 5000 Holograms in lithium niobate, *Opt. Lett.* 18, Seite 915, 1993
- [9] C. Gu, J. Hong, I. McMichael, R. Saxena, F. Mok, Cross-talk-limited storage capacity of volume holographic memory, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 9, No. 11, Seite 1978, 1992

- [10] M.C. Bashaw, J.F. Heanue, A. Aharoni, J.F. Walkup und L. Hesselink, Cross-talk considerations for angular and phase-encoded multiplexing in volume holography, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol.11, No. 9, Seite 1820, 1994
- [11] R.W. Boyd, Non linear optics, *Academic Press*, ISBN 0-12-121680-2, 1992
- [12] A. Ashkin, G.D. Boyd, J.M. Dziedzic, R.G. Smith, A.A. Ballmann, J.J. Levinstein und K. Nassau, Optically-induced refractive index inhomogeneities in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ , *Appl. Phys. Lett.* 9, Seite 72, 1966
- [13] T. Tschudi, A. Herden, J. Goltz, H. Klumb, Franco Laeri und J. Albers, Image amplification by 2-wave and 4-wave mixing in  $\text{BaTiO}_3$  photorefractive crystals, *IEEE J. Quant. Electr.* 22, Seite 1493, 1986
- [14] Y. Faiman, E. Klancnik, und S. H. Lee, Optimal coherent image amplification by two-wave coupling in photorefractive  $\text{BaTiO}_3$ , *Opt. Eng.* Vol. 25 No. 2, Seite 228, 1986
- [15] R. Nicolaus, Kohärente Bildverstärkung mit Nanosekundenpulsen im ultravioletten Spektralbereich mittels photorefraktiver Lithium Niobate-Kristalle, *103. Jahrestagung der DGO*, Innsbruck, 22-25.05, 2002
- [16] M. Levene, G.J. Steckman, D. Psaltis, Method for controlling the shift invariance of optical correlators, *Appl. Opt.* Vol. 38 No. 2, Seite 394, 1999
- [17] C. Gu, J. Hong und S. Campbell, 2-D shift-invariant volume holographic correlator, *Opt. Com.* 88, Seite 309, 1992
- [18] R. A. Fischer, ed., Optical phase conjugation, *Academic Press*, New York, 1983
- [19] J. Feinberg, Self-pumped, continuous-wave phase conjugator using internal reflection, *Opt. Lett.* 7, Seite. 486, 1982
- [20] N.B. Abraham, L.A. Lugiato und L.M. Narducci, Special issue on instabilities in active optical media, *J. Opt. Soc. Am. B* 2, 1985
- [21] C. Denz, Transverse pattern Formation in nonlinear optical systems, *Habilitation thesis*, TU Darmstadt, 1999
- [22] C. Denz, M. Schwab, M. Sedlatschek, T. Tschudi, T. Honda, Pattern dynamics and competition in a photorefractive feedback system, *J. Opt. Soc. Am. B* 15, Seite 2057, 1998



- [23] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, B. Fischer, Spatial solitons in photorefractive media, *Phys. Rev. Lett.* 68, Seite 923, 1992
- [24] C. Weidmann, M. Ahles, J. Petter, D. Träger, J. Schröder und C. Denz, Spatial optical (2+1)-dimensional scalar- and vector-solitons, *Ann. Phys. (leipzig)* 11, Seite 573, 2002
- [25] J. Petter und C. Denz., Guiding und dividing waves with photorefractive solitons, *Opt. Comm.* 188, Seite 55, 2001
- [26] D.Z. Anderson und J. Feinberg, Optical novelty filters, *IEEE J. Quant. El.* 25, Seite 535, 1989
- [27] Rehn, R. Kowarschik und K.H. Ringhofer, Beam-fanning novelty filter with enhanced dynamic phase resolution, *Appl. Opt.* 34, Seite 4907, 1995
- [28] M. Sedlatschek, T. Rauch, C. Denz, T. Tschudi, Demonstrator concepts and performance of a photorefractive optical novelty filter, *Opt. Mat.* 4, Seite 376, 1995
- [29] P. Yeh, A.E. Chiou, J. Hong, P. Beckwith, T. Chang, M. Khoshnevisan, Photorefractive nonlinear optics and optical computing, *Opt. Eng.*, Vol 28, No. 4, Seite 328, 1989
- [30] C. Denz, Optical Neural Networks, *vieweg verlag*, ISBN 3-528-06462-5, 1998
- [31] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odoulov, M.S. Soskin und V.L. Vinetskii, Holographic storage in electrooptic crystals. I, *Ferroelectrics* 22, Seite 2909, 1979
- [32] L. Solymar, D.J. Webb and A. Grunnet-Jepsen, The physics and applications of photorefractive materials, *Oxford Univ. press*, ISBN 0-19-856501-1, 1996
- [33] J.H. Hong, and Ragini Saxena, Diffraction efficiency of volume holograms written by coupled beams, *Opt. Lett.* 16, No. 3, Seite 180, 1991
- [34] P. Yeh, Introduction to photorefractive non-linear Optics, *John Wiley and sons, Inc.*, 1993
- [35] H. Kogelnik, Coupled wave theory for thick hologram gratings, *Bell Syst. Tech. J* 48, Seite 2009, 1969
- [36] M. Cronin-Golomb, A.M. Biernacki, C. Lin und H. Hong, Photorefractive time differentiation of coherent optical images, *Opt. Letters.* 12, Seite 1029, 1987

- [37] F. Davidson, L. Boutsikaris und M. Krainak, Coherent optical detection through two-wave mixing in photorefractive materials, *Opt. Lett.* 13, Seite 506, 1988
- [38] F. Davidson und L. Boutsikaris, Photorefractive two-wave mixing in the presence of high-speed optical phase modulation, *Appl. Opt.* 32, Seite 5285, 1993
- [39] Anderson D.Z. und Erie M.C., Resonator memories and optical novelty filters, *Opt. Eng.* 26, Seite 434, 1987
- [40] D.Z. Anderson, Lininger D. M. und Feinberg J., An optical tracking novelty filter, *Opt. Lett.* 12, Seite 123, 1987
- [41] D. Oesterhelt und W. Stoeckenius, Rhodopsin-like protein from the purple membrane of *Holobacterium halobium*, *Nature* 233, Seite 149, 1971
- [42] T. Todorov, L. Nikolova und N. Tomova, Polarization Holography. 1: A new high-efficiency organic material with reversible photoinduced birefringence, *Appl. Opt.* 23, Seite 4309, 1984
- [43] Y. Okada, I. Yamaguchi, J. Otomo und H. Sasabe, Polarisazion properties in phase conjugation with bacteriorhodopsin, *Jnp. J. Appl. Phys.* 32, Seite 3828, 1993
- [44] J. E. Ford, Y. Faiman und H. S. Lee, Time integrating interferometry using photorefractive fanout, *Opt. Lett.* 18, Seite 856, 1988
- [45] H. Rehn, R. Kowarschik und K. H. Ringhofer, Beam-fanning novelty filter with enhanced dynamic phase resolution, *Appl. Opt.* vol. 34, No. 22, Seite 4907, 1995
- [46] T.J. Hall, R. Jaura, L.M. Connors und P.D. Foote, The photorefractive effect, *A review, Prog. Quant. El.* 10, Seite 77, 1985
- [47] M. Horowitz, R. Daisy und B. Fischer, Signal-to-pump ratio dependence of buildup and decay rates in photorefractive nonlinear two-beam coupling, *Opt. Soc. Am. B, Vol. 9, No.9*, Seite 1685, 1992
- [48] M. Cronin-Golomb, A.M. Biernacki, C. Lin und H. Hong, *Opt. Lett.* 14, Seite 1275, 1987
- [49] M. Segev, D. Engin, A. Yariv und G.C. Valley, Temporal evolution of fanning in photorefractive materials, *Opt. Lett.* 18, Seite 956, 1993

- [50] M. Snowbell, M. Horowitz und B. Fischer, Dynamics of multiple two-wave mixing and fanning in photorefractive materials, *J. Opt. Soc. Am. B* 11, Seite 1972, 1994
- [51] K.R. MacDonald und J. Feinberg, Theory of a self-pumped phase conjugator with two coupled interaction regions, *J. Opt. Soc. Am.* 73, Seite 548, 1983
- [52] T. Rauch, Die selbst-gepumpte Phasenkonjugation in BaTiO<sub>3</sub>: Dynamik und Anwendungen, *Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, TH Darmstadt*, 1991
- [53] M. Horowitz und B. Fischer, Photorefractive novelty filters and the dynamics of their non-linear wave mixing, *IEEE Proceedings of the 16th Convention of Elect. Eng., Tel Aviv*, 1991.
- [54] P. Mathey, Bénédicte Mazué und P. Julien, dynamics of novelty filtering and edge enhancement in cobalt-doped barium titanate, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 15, No. 4, Seite 1353, 1998
- [55] C. Denz, Zwei- und Vierwellenmischung in photorefraktiven BaTiO<sub>3</sub>, *Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, TH Darmstadt*, 1988
- [56] G.A. Brost, R.A. Motes und J.R. Rotge, Intensity dependent absorption and photorefractive effects in barium titanate, *J. opt. Soc. Am. B* 5, Seite 1879, 1988
- [57] D. Rytz, B.A. Wechsler, M.H. Garrett, C.C. Nelson und R.N. Schwartz, Photorefractive properties of BaTiO<sub>3</sub>:Co, *J. opt. Soc. Am. B*. 7, Seite 2245, 1990
- [58] R.S. Cudney, G.D. Bacher, R.M. Pierce, J. Feinberg, Measurement of the photorefractive phase shift, *Opt. Lett. Vol. 17*, No. 1, Seite 67, 1992
- [59] R. Hofmeister, A. Yariv, Anthony Kewitsch, S. Yagi, Simple methods of measuring of the net photorefractive shift and coupling constant, *Opt. Lett. Vol. 18*, No. 8, Seite 67, 1993
- [60] P.S. Brody, R.P. Leavitt, Dynamic holographic method of imaging phase objects, *Appl. Opt. Vol. 26*, No. 5, Seite 913, 1987
- [61] M. Hesselbach, A. Kießling, H. Rehn, B. Fleck, R. Kowarschik, Transient phase measurement using a self-pumped phase-conjugate mirror as an optical novelty filter, *J. opt. Soc. Am. B*. 14 , No. 4, Seite 846, 1997

- [62] H. Rehn, R. Kowarschik und K. H. Ringhofer, Transient phase detection with Barium titanate novelty filters, *in the 16th Congress of the International Commission for Optics: Optics as a key for High Technology*, G. Ákos, T. Lippényi, G. Lukovics and A. Podmaniczky, eds., *Proc. Soc. Photo-Opto. Instrum. Eng.*, Seite 843, 1993
- [63] V.V. Krishnamachari, Phase visualization and measurement with photorefractive novelty filter, *Master of technology, TU Darmstadt und Indian institute of technology New Delhi*, 2000
- [64] M. Müller, Bildervergleich mit Hilfe eines photorefraktiven Neuigkeitsfilters, *Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt*, 1999
- [65] M. Fiegler, Zerstörungsfreie optische Werkstückprüfung mit einem photorefraktiven Neuigkeitsfilter, *Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, TH Darmstadt*, 1998
- [66] J. Trumpfheller, Bewegungsdetektierende Mikroskopie mit eine photorefraktiven Neuigkeitsfilter, *Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, TH Darmstadt*, 1996
- [67] C. Karaboué, V. Krishnamachari, C. Denz, T. Tschudi, Motion detection and microscopy using a photorefractive novelty filter, *Recent Res. Devel. Applied Phys. No. 5*, Seite 121, 2002
- [68] J. Goodman, Introduction to Fourier Optics, *MacGraw-Hill, New York*, Seite 10, 1968
- [69] B. Javidi, J.L. Horner, Real-time optical information processing, *Academic press, inc*, London, 1994
- [70] T. Tschudi, G. Herziger und A. Engel, *Appl. Opt. 13*, Seite 245 1976
- [71] G. Indebetouw, T. Tschudi und G. Herziger, *Appl. Opt. 45*, Seite 516, 1976
- [72] G.R. Brown und A.W. Lohmann, Complex spatial filtering with binary masks, *Appl. Opt. 6*, Seite 967, 1966
- [73] A.W. Lohmann und D.P. Paris, Binary Fraunhofer holograms generated by computer, *Appl. Opt. 6*, Seite 1739, 1966

- [74] M. G. Nicholson, I. R. Cooper, M. W. McCall and C. R. Petts, Simple computational model of image correlation by four-wave mixing in photorefractive media, *Appl. Opt.* 26, Seite 278, 1987
- [75] G. Gheen und L.-J. Cheng, Optical correlators with fast updating speed using photorefractive semiconductor materials, *Appl. Opt.* 27, Seite 5675, 1988
- [76] F.T.S. Yu, S. Wu, S. Rajan und D.A. Gregory, Compact joint-transform correlator with a thick photorefractive crystal, *Appl. Opt.* 31, Seite 278, 1987
- [77] P.D. Foote, T.J. Hall und L.M. Connors, High speed two input real-time optical correlation using photorefractive BSO, *Opt. Laser Technol.* 18, Seite 39, 1986
- [78] H. Rajbenbach, S. Bann, P. Refrégier, P. Joffre, J.P. Huignard, H.-S. Buchkremer, A.S. Jensen, E. Rasmussen, K.H. Brenner, und G. Lohman, Compact photorefractive correlator for robotic applications, *Appl. Opt.* 31, Vol. 26, Seite 5666, 1992
- [79] Q.B. He, P. Yeh, L.H. Hu, S.P. Lin, T.S. Yeh, S.L. Tu, S.J. Yang und K. Hsu, Shift-invariant joint-transform correlator using Fe:LiO<sub>3</sub> crystal plates, *Appl. Opt.* 32, Seite 3113, 1993
- [80] M. G. Nicholson, I. R. Cooper, G.G. Gibbons und C. R. Petts, Optimization of an updatable optical image, *Appl. Opt.* 26, Seite 278, 1987
- [81] T. Duncan, H. Liu und Li-Jen Cheng, Real-time VanderLugt optical correlator that uses photorefractive GaAs, *Appl. Opt.* 31, Vol. 26, Seite 5675-5680, September 1992
- [82] J. O. White und A. Yariv, Real time image processing via four-wave mixing in photorefractive materials, *Appl. Phys. Lett.* 37, Seite 5, 1980
- [83] Francis T.S. Yu und Shizhuo Yin, opt. Engineering, Vol. 34, No. 8, Seite 2224, 1995
- [84] M.P. Petrov, S.I. Stepanov und A.V. Khomenko, photorefractive crystals in coherent optical Systems, *Springer Verlag*, 1991
- [85] S. Lichtenberg, Implementierung einer volumenholographischen Datenbank in ein optisches Sichtprüfungssystem für Objektvergleich, *Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt*, 2002
- [86] W. Törning und P. Spelucci, Numerische Mathematik für Ingenieure und Physiker, *Springer Verlag*, 1988

- [87] G.A. Rakuljic, V. Leyva und A. Yariv, Optical data storage by using orthogonal wavelength-multiplexed holograms, *Opt. Lett.* 17, Nr. 20, Seite 1471, 1992
- [88] S. Yin, H. Zhou, F. Zhao, M. Wen, Z. Yang, J. Zhang und F.T.S. Yu, Wavelength multiplexed holographic storage in a sensitive photorefractive crystal using a visible-light tunable diode laser, *Opt. Comm.* 101, Seite 317, 1993
- [89] C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen und T. Tschudi, volume hologram multiplexing using a deterministic phase encoding method, *Opt. Comm.* 85, Seite 171, 1991
- [90] K.O. Müller, Volumenholographische Datenspeicherung mit Adressierung durch Phasenkodierung, *Dissertation, Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt*, 2000
- [91] F. Mok, D. Psaltis und G. Burr, Spatially and angle-multiplexed holographic random access memory, *Proc. SPIE 1773*, Seite 334, 1993
- [92] G. Burr, D. Psaltis, Angle and space multiplexed holographic using the 90° geometry, *Opt. Comm.* 117, Seite 49, 1995
- [93] I. McMichael, W. Christian, D. Pletcher, T.Y. Chang und J. Hong, Compact holographic storage demonstrator with rapid access, *Appl. Opt.* 35, No. 14, Seite 2375, 1996
- [94] J.-J. P. Drolet, E. Chuang, G. Barbastathis und D. Psaltis, Compact, integrated dynamic holographic memory with refreshed holograms, *Opt. Letters*, Vol. 22, No. 8, Seite 552, 1997
- [95] P. Van Heerden, Theory of optical information storage in solids, *Appl. Opt.* 2, Seite 393, 1963
- [96] X. An, D. Psaltis und G.W. Burr Thermal fixing of 10,000 Holograms in LiNbO<sub>3</sub>:Fe, *Appl. Opt.* Vol. 38, No. 2, Seite 386, 1999
- [97] L. Hesselink und M.C. Bashaw. Optical memories implemented with photorefractive media, *Opt. and Quant. El.* 25, Seite 611, 1993
- [98] P. Günter und J.P. Huignard, Photorefractive materials and their applications I, *Springer, ISBN 3-540-18332-9*, 1988
- [99] F.H. Mok, G.W. Burr und D. Psaltis, System metric for holographic memory systems, *Opt. Lett.* 21, Seite 896, 1996

- [100] D. Psaltis, D. Brady und K. Wagner, Adaptive optical networks using photorefractive crystals, *Appl. Opt.* 27, Seite 1752, 1988
- [101] L. Dhar, A. Hale, H.E. Katz, M.L. Schilling, M.G. Schnoes und F.C. Schilling, Recording media that exhibits high dynamic range for digital holographic data storage, *Opt. Lett.* 24, Seite 487, 1999
- [102] J. Eickmans, T. Bieringer, S. Kostromine, H. Berneth und R. Thoma, Photoadresable polymers: a new class of materials for optical data storage and holographic memories, *Jpn. J. Appl. Phys.* 38, Seite 1835, 1999
- [103] F.T.S. Yu, S. Yu, Photorefractive Materials, *Academic Press, ISBN 0-12-774810-5*, 2000
- [104] J.F. Heanue, M.C. Bashaw und L. Hesselink, Volume holographic storage and retrieval of digital data, *Science* 265, Seite 749, 1994
- [105] J. O. White und A. Yariv, Real time image processing via four-wave mixing in photorefractive materials, *Appl. Phys. Lett.* 37, Seite 5, 1980
- [106] J. Feinberg, D. Hainman, A.R. Tabguay und R.W. Hellwarth, Photorefractive effects and light induced charge migration in  $\text{BaTiO}_3$ , *J. Appl. Phys.* 51, Seite 1297, 1980
- [107] S.T. Wu, E. Efron und L.D. Hess, birefringence measurements of liquid crystals, *Appl. Opt.* 33, Seite 3911, 1984
- [108] M. Hain, R. Glöckner, S. Bhattacharya, D. Dias, S. Stankovic und T. Tschudi, Fast switching liquid crystal lenses for a dual focus digital versatile disc pickup, *Opt. Comm.* 188, Seite 291, 2001
- [109] D.T.H. Liu und L.-J Cheng, Resolution of a target-tracking optical novelty filter, *Opt. Eng.* 30, Seite 571, 1991
- [110] M. Sedlatschek, T. Rauch, C. Denz und T. Tschudi, Generalized Theory of the resolution of object tracking novelty filters, *Opt. Comm.* 116, Seite 25, 1995
- [111] C. Denz, Photorefraktive Materialien als Komponenten in optisch neuronalen Netzstrukturen, *Dissertation, Institut für Angewandte Physik TU Darmstadt*, 1992
- [112] I. Camlibel, M. Didomenico und S. Wemple, Dielectric and optical properties of melt grown  $\text{BaTiO}_3$ , *J. Phys. Chem. Solids* 31, Seite 1417, 1970

- [113] P. Günther, Holography, coherent light amplification and optical phase conjugation with photorefractive materials, *Phys. rep.* 93, Seite 200, 1982
- [114] W. Krolikowski, Multi-grating phase conjugation in photorefractive media, *Opt. Comm.* 60, Seite 319, 1986
- [115] Landolt-Börnstein, Numerical data and functional relationships in science and technology, new series III/28a, *Springer Verlag, Berlin*, 1990
- [116] A.R. Johnston, The strain-free electrooptic effect in single crystal  $\text{BaTiO}_3$ , *Appl. Phys. Lett.* 7, Seite 195, 1965
- [117] S. Ducharme und J. Feinberg, Speed of the photorefractive effect in a  $\text{BaTiO}_3$  single crystal, *J. Appl. Phys.* 56, Seite 839, 1984
- [118] L.P. Kaminow,  $\text{BaTiO}_3$  light phase modulator II, *Appl. Phys. Lett.* 8, Seite 305, 1966



## Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des von der DFG geförderten Schwerpunktprogramms *Automatische Sichtprüfung technischer Objekte*. Dieser Institution sei an dieser Stelle für die finanzielle Unterstützung gedankt.

Herrn Professor Dr. Theo Tschudi danke ich für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe. Es ist sein Verdienst, dass diese Arbeit unter guten Rahmenbedingungen entstehen konnte. Besonders bedanken möchte ich mich dafür, dass ich an zahlreichen Tagungen und Konferenzen teilnehmen konnte, um meine Ergebnisse zu präsentieren.

Herrn Prof. Dr. W. Seelig danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Frau Prof. Dr. C. Denz danke ich für die kompetente Einführung in das Gebiet der photorefraktiven Optik. Die zahlreichen Anregungen haben zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Dr. J. Petter danke ich für die freundliche Unterstützung und das große Engagement. Bei den Mitarbeitern M.-Tech. V. Krishnamachari und Dipl. Phys. S. Lichtenberg bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit auf dem Gebiet der photorefraktiven Neuigkeitsfiltern. Bei Dr. V. Petrov, Dipl. Phys. R. Nicolaus, cand. Dipl. Phys. M. Rehs, Dr. M. Schwab sowie allen Mitarbeiter der Arbeitsgruppe *photorefraktive Optik* danke ich für das angenehme Arbeitsklima und die fruchtbaren Diskussionen.

Herrn Dr. Stankovic und der ganzen Arbeitsgruppe *mikrooptische Systeme* danke ich für die freundliche Unterstützung, besonders für die zur Verfügungstellung der Flüssigkristallzellen. Auch allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe von Prof. Tschudi gilt mein Dank für die angenehme Atmosphäre.

Frau B. Heigel danke ich für die Durchsicht des Manuskriptes. Bei allen, die auf die eine oder andere Weise zu Durchführung dieser Arbeit geholfen haben, möchte ich mich ganz herzlich bedanken.

Ein besonderer Dank gilt meiner Frau Fanta Karaboué, die mir in allen Phasen dieser Arbeit mit viel Verständnis und Unterstützung zur Seite stand.



# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Chialou Karaboué  
geb. am 30.06.1966 in Akoupé (Côte d'Ivoire)

## Schul Ausbildung

1974 - 79	Ecole primaire Abobo-Habitat (Abidjan)
1980 - 84	Collège moderne Plateau (Abidjan) und Lycée moderne de Katiola
1984 - 87	Lycée scientifique de Yamoussoukro, Abitur Serie D (Mathematik und Naturwissenschaften)

## Hochschulausbildung

1987 - 1988	Studium der Elektronik, INSET Yamoussoukro
1990 - 1991	Studienkolleg für ausländische Studenten, (TH Darmstadt)
1992 - 1998	Studium der Physik an der TU Darmstadt, Diplom im Januar 1999 Diplomarbeit: Fokusvermessung für ein optisch integriertes CD/DVD Pick-up System
1999 - 2003	Promotionsstudium unter der Leitung von Prof. Dr. Theo Tschudi

## Berufstätigkeit

1999 - 2003	Wissenschaftlicher Mitarbeiter bei Prof. Dr. Theo Tschudi am Institut für Angewandte Physik der TU Darmstadt
-------------	--